N° : d'Enregistrement
au C.N.R.S.

THESE

présentée à

l' Université de Paris VI

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Alain STANKOFF

SUJET de la THESE : Propriétés des ondes de spin stationnaires dans les films minces de permalloy et étude en température de la constante d'échange.

Soutenue le 7 JUIL. 1972 1972 devant la commission d'Examen

M. A. HERPIN.....Président

MM. J.L. MOTCHANE.....
R. VAUTIER..... } Examinateurs

PARIS 1972

N° : d'Enregistrement
au C.N.R.S.

THESE

présentée à

l' Université de Paris VI

pour obtenir

Le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Alain STANKOFF

SUJET de la THESE : Propriétés des ondes de spin stationnaires dans les films minces de permalloy et étude en température de la constante d'échange.

Soutenue le 1972 devant la commission d'Examen

M. A. HERPIN.....Président

MM. J.L. MOTCHANE.....
R. VAUTIER..... } Examinateurs

PARIS 1972

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Magnétisme du C.N.R.S. à Bellevue dirigé par Monsieur R. VAUTIER. Je lui exprime ma profonde reconnaissance - ainsi qu'à Monsieur GUILLAUD qui dirigeait le Laboratoire de Magnétisme et de Physique des Solides lors de mon arrivée - pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition.

Je remercie vivement Messieurs les Professeurs A. HERPIN et J.L. MOTCHANE qui ont bien voulu s'intéresser à mes travaux et ont accepté la charge de faire partie du Jury.

Je remercie les chercheurs de l'Equipe "Couches Minces Magnétiques" pour l'aide qu'ils m'ont apportée, et notamment A.J. BERTEAUD pour la part qu'il a prise aux mesures à basse température, H. PASCARD pour notre collaboration sur le plan de la préparation des échantillons et G. SURAN pour les précieuses discussions que nous avons pu avoir et pour toutes ses intéressantes suggestions.

Je tiens aussi à remercier tout particulièrement les techniciens de l'équipe, A. GATINEAU et E. VILLAIN pour leur efficace contribution à l'élaboration de l'appareillage à basse température et à son exploitation.

L'aide de V. CAGAN m'a été très précieuse pour la mise au point du texte définitif. Le secrétariat du Laboratoire a efficacement contribué à la réalisation des exemplaires tirés à l'imprimerie des Laboratoires de Bellevue ; les services généraux du Groupe de Bellevue et l'ensemble de mes camarades de Laboratoire m'ont souvent apporté leur aide. Que tous trouvent ici l'expression de mes remerciements.

- PLAN DE LA THESE -

		N°S de Page
INTRODUCTION		4
CHAPITRE I -	GENERALITES - PROPAGATION DANS UNE LAME FERROMAGNETIQUE METALLIQUE	7
I-1	Potentiel magnétique	8
I-2	Equation du mouvement	10
I-3	Relation de dispersion	11
I-4	Propagation	14
CHAPITRE II -	PERTURBATION DU SPECTRE D'ONDE DE SPIN - INTENSITE DES MODES	20
II-1	Conditions aux limites	21
II-2	Films homogènes	22
II-3	Films inhomogènes	24
II-4	Films couplés	27
II-5	Excitations	30
II-6	Conclusion	36

CHAPITRE III -	APPAREILLAGE DE MESURE	38
III-1	Appareillage de préparation	38
III-2	Spectrométrie hyperfréquence	38
III-3	Basses températures	42
CHAPITRE IV -	INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES	43
IV-1	Influence des paramètres de préparation	43
IV-2	Influence de l'épaisseur sur les spectres	47
IV-3	Relation de dispersion des films épais	49
CHAPITRE V -	INFLUENCE D'UNE COUCHE DE SURFACE MAGNETIQUE	51
CHAPITRE VI -	ETUDES DES SPECTRES D'ONDES DE SPIN AUX BASSES TEMPERATURES	56
VI-1	Théories existantes	57
VI-2	Echantillons, techniques de mesure	58
VI-3	Présentation des résultats :	62
	. films polycristallins	64
	. films épitaxiés	65
VI-4	Perturbation de la constante d'échange :	66
	Influence d'un couplage magnétoélastique	67
	Influence d'une couche superficielle	68
	Discussion	70

CONCLUSION 73

ANNEXE - MODES DE PROPAGATION ELECTROMAGNETIQUES DANS UNE LAME METALLIQUE 75

BIBLIOGRAPHIE 79

INTRODUCTION

En 1930, F. Bloch proposa une théorie basée sur le modèle d'Heisenberg, dans laquelle les premières excitations des ferromagnétiques à partir d'un état fondamental où les spins sont parfaitement alignés, étaient analysées en terme d'ondes de spins, analogues magnétiques des ondes de vibrations thermiques dans les cristaux.

Admettant que le nombre d'excitations présentes par rapport au nombre d'atomes du cristal était suffisamment faible pour qu'on puisse les supposer indépendantes, la théorie rendait compte des variations de l'aimantation au voisinage de la saturation. Le calcul était exposé dans le langage de la mécanique quantique mais pouvait être également envisagé d'un point de vue phénoménologique, une onde de spin de grande longueur d'onde représentant la propagation dans un milieu continu d'une perturbation de la densité d'aimantation.

Dans cet esprit, C. Kittel montrait en 1958 que les cristaux ferromagnétiques suffisamment minces constituaient des résonateurs, dont on pouvait exciter les différentes fréquences propres par un champ magnétique hyperfréquence. Le spectre ainsi obtenu permettait en principe de mesurer avec une grande précision la relation de dispersion des ondes de spins,et d'estimer les conditions aux limites de l'aimantation à la surface d'un cristal ferromagnétique.

Les premiers spectres furent observés dès 1959 dans les films minces de Permalloy par Seavey et Tannenwald |62| , mais la qualité des techniques de préparation était insuffisante et les propriétés des films insuffisamment reproductibles pour pouvoir être interprétées.

Différentes formes du potentiel magnétique suivant la normale au film furent alors proposées pour tenir compte des défauts des films.

Au cours du chapitre I nous examinerons les différents modes propres de propagation de l'énergie électromagnétique dans un milieu magnétique et nous discuterons les conditions de validité de l'approximation de Kittel, qui n'envisage que la propagation des ondes d'échange pures dans une lame magnétique.

Puis au chapitre II, où nous supposerons remplies les conditions de validité précédentes, nous examinerons l'influence de différentes formes du potentiel magnétique sur la relation de dispersion des ondes de spin. Nous présenterons également une méthode pratique permettant de comparer les résultats expérimentaux aux diverses prévisions théoriques.

Après avoir traité rapidement au cours du chapitre III, les questions d'appareillage de mesure et de préparation, nous montrerons au chapitre IV l'influence des conditions de préparation sur les propriétés des films et l'analyse des spectres obtenus à la température

ambiante.

A la suite d'une étude préliminaire [19], nous avons particulièrement étudié au Laboratoire une forme originale du potentiel magnétique [37] particulièrement adaptée à l'étude d'un film magnétique couplé par échange à une couche magnétique superficielle. F. Hoffmann a étudié les conséquences de ce modèle dans sa thèse, plus particulièrement sous l'angle du couplage. Mais ce modèle s'est aussi révélé fort utile pour interpréter les propriétés de certains films. Aussi présenterons-nous quelques résultats expérimentaux sur les films couplés montrant la validité de ce modèle.

Enfin, au cours du chapitre VI nous montrerons les résultats d'une étude en fonction de la température où un certain nombre d'effets ont pu être mis en évidence, tels que le couplage magnon-phonon, et la transition magnétique d'une couche de surface.

A la fin de ce chapitre nous discuterons de façon très approfondie les corrections à apporter à la variation thermique expérimentale de la constante d'échange. Nous concluerons en faveur d'une variation de D proportionnelle à T^2, en faveur d'un modèle où les électrons magnétiques sont mobiles dans le cristal.

CHAPITRE I

GENERALITES - PROPAGATION DANS UNE LAME FERROMAGNETIQUE METALLIQUE

La grande majorité des auteurs ayant étudié les ondes de spins stationnaires ont utilisé l'approximation magnétostatique, que la substance ferromagnétique sur laquelle portait les mesures soit un métal ou un isolant.

Pendant de nombreuses années même, on a complètement négligé l'énergie haute fréquence sous forme magnétostatique pour rendre compte des phénomènes observés,et on ne tenait compte que de l'énergie d'échange. Récemment des mesures portant sur des films minces de YIG monocristallins | 1 | ont mis en évidence l'influence de l'énergie magnétostatique qui se traduit par des déplacements de raies ou par l'apparition de nouveaux modes de résonance. Plus récemment encore, on a pu observer dans des échantillons de nickel monocristallins des spectres de résonance a caractère nettement magnétostatique | 2 |. Il nous a donc semblé intéressant de reconsidérer sur le plan théorique la nature des modes de résonances magnétiques qui peuvent exister dans une lame mince métallique, pour voir dans quelle mesure les approximations utilisées jusqu'à présent étaient justifiées.

Dans ce premier chapitre nous rappellerons, à l'aide d'un formalisme macroscopique, les équations de base représentant habituellement les phénomènes gyromagnétiques. Puis nous présenterons les différents types d'ondes susceptibles de se propager dans un métal ferromagnétique et nous examinerons la propagation de ces ondes dans une lame mince.

I.I Potentiel magnétique

Les différentes interactions microscopiques affectant les spins d'un cristal ferromagnétique sont représentées habituellement par cinq termes macroscopiques : énergies d'échange, d'anisotropie magnétocristalline, magnétoélastique, dipolaires et de Zeemann. Les résultats que nous analyserons ont été obtenus sur le nickel et l'alliage fer-nickel |20,80| dit Permalloy. Dans de tels cristaux cubiques, et pour de faibles dispersions spatiales de l'aimantation, on représente la densité d'énergie d'échange par le terme suivant :

$$We = \frac{A}{M^2} \sum_{ij} \left| \frac{\partial M_i(\vec{r},t)}{\partial x_j} \right|^2 \qquad |I.1.1|$$

x_j étant les coordonnées spatiales, M_i les projections de l'aimantation et M son module, A est la constante d'échange.

Nous négligerons l'anisotropie magnétocristalline, car elle alourdit considérablement l'expression des relations de dispersion pour introduire finalement, dans le cas de ces deux métaux, des corrections faibles devant les autres champs en présence.

Par contre les films sur lesquels portent les mesures sont soumis à des déformations permanentes dues au processus de fabrication. En première approximation on peut se représenter ces déformations sous la forme d'extensions ou de compressions planes isotropes. Par l'intermédiaire de l'énergie magnétoélastique, ces déformations donnent naissance à une anisotropie uniaxiale perpendiculaire au plan du film :

$$Wa = - K \frac{(\vec{M}.\vec{n})^2}{M^2} \quad \text{avec } K = - \frac{3}{2} \lambda_i \sigma \qquad |I.1.2|$$

où λ_i est la constante de magnétostriction dans la direction perpendiculaire au plan du film, $\vec{n}$ le vecteur unitaire dans cette direction, σ la contrainte causant la déformation plane observée.

Les phénomènes que nous étudions dépendent également du temps ce qui nous conduira à employer les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \frac{4\pi\sigma}{c}\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t}\left|\vec{H} + 4\pi\vec{M}\right| \end{aligned} \qquad |I.1.3|$$

$\vec{H}$ représente le champ magnétique dû aux charges, $\vec{E}$ le champ électrique et nous supposerons que dans les matériaux étudiés, la conductibilité est scalaire. La densité d'énergie correspondante vaut :

$$Wd = \frac{1}{8\pi}\left|H^2 + \vec{E}.\vec{D}\right| \qquad |I.1.4|$$

La densité d'énergie due au champ externe h^e sera représentée classiquement par le terme :

$$W_o = -\vec{M}.\vec{H}^e \qquad |I.1.5|$$

Enfin dans certains cas on peut être amené à tenir compte d'une susceptibilité axiale de l'aimantation. On représentera un tel phénomène par une densité d'énergie dépendant uniquement du module de l'aimantation.: $W=f(M^2)$ |I.1.6|
La densité d'énergie totale du corps ferromagnétique étudié est la somme de tous les termes précédents, soit :

$$W = F\left|M_i, \frac{\partial M_i}{\partial x_j}\right| + \frac{1}{8\pi}(H^2 + \vec{E}.\vec{D}) - \vec{M}.\vec{H}^e$$

$$\text{et} \quad F\left|M_i, \frac{\partial M_i}{\partial x_j}\right| = \frac{A}{M^2}\Sigma_{ij}\left|\frac{\partial M_i}{\partial x_j}\right|^2 + f(M^2) - K\left(\frac{\vec{M}.\vec{n}}{n^2}\right)^2 \qquad |I.1.7|$$

I.2. Equation du mouvement

On représente le mouvement de l'aimantation sous sa forme classique, en exprimant que la variation de la densité de moment cinétique est égale au couple exercé sur l'aimantation :

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \wedge \vec{H} \qquad |I.2.1|$$

où γ est le module du rapport gyromagnétique et $\vec{H}$ un champ effectif. Ce champ effectif peut être déterminé à partir de la densité Lagrangienne |117| établie au paragraphe précédent par l'expression suivante :

$$\vec{H} = \vec{H}^{i} + \vec{H}^{e} - \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} + \sum_{k} \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial F}{\partial \left| \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_k} \right|} \qquad |I.2.2|$$

A l'équilibre, la distribution de l'aimantation est fixée en écrivant que le champ effectif $\vec{H}$ est nul. Quand on néglige l'effet d'une susceptibilité axiale de l'aimantation, ce qui est le cas qui nous intéresse pour le moment, la condition d'équilibre est alors différente et on exprimera que le couple exercé sur l'aimantation (invariable en module) est nul soit :

$$\vec{M}_o \wedge \left| \vec{H}^{i}_o - 2K\vec{n} \frac{\vec{M}_o . \vec{n}}{M^2} + \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \vec{M}_o \right| = 0 \qquad |I.2.3|$$

Nous étudions les petits mouvements de l'aimantation autour de la position d'équilibre caractérisée par l'expression précédente. En utilisant les notations suivantes :

$$\vec{M}(\vec{r},t) = \vec{m}(\vec{r},t) + \vec{M}_o(\vec{r})$$

$$\vec{H}^{i}(\vec{r},t) = \vec{h}(\vec{r},t) + \vec{H}^{i}_o(\vec{r})$$

nous linéariserons l'équation du mouvement |I.2.1| en négligeant les termes du deuxième ordre en $\vec{m}$ et $\vec{h}$ et nous obtiendrons l'équation locale du mouvement

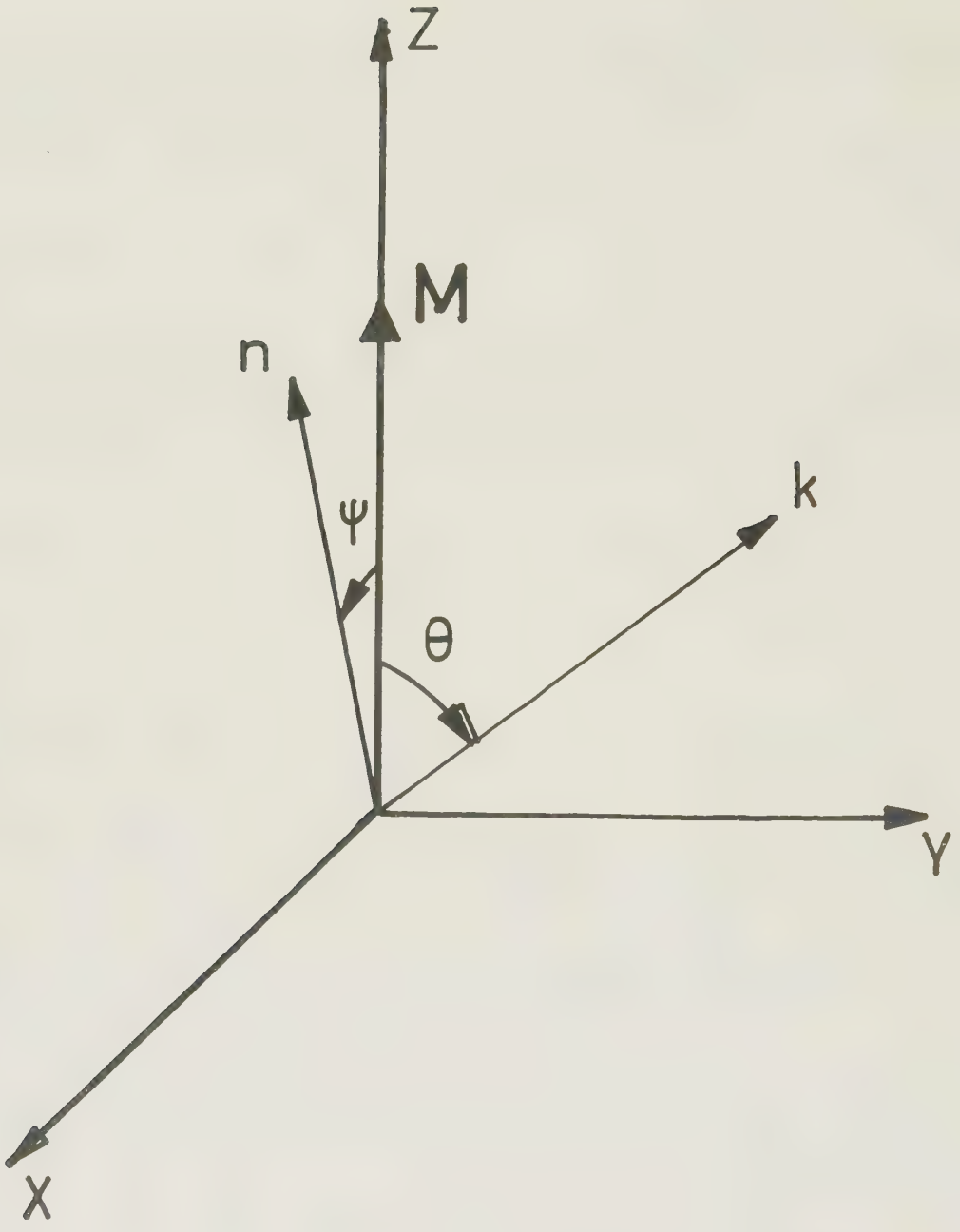


FIG .I

de l'aimantation :

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \vec{M}_o \wedge \left| \vec{h} - 2K \frac{\vec{m}.\vec{n}}{M^2}\vec{n} + \frac{2A}{M^2}\nabla^2\vec{m} + \frac{\vec{m}}{M^2}(\vec{H}_o^i.\vec{M} - 2K\vec{M}_o.\vec{n}) \right| \qquad |I.2.4|$$

I.3. Relation de dispersion dans un métal ferromagnétique.

A présent nous allons analyser les modes de propagation électromagnétiques dans un métal ferromagnétique en termes d'ondes planes. Nous supposerons que le matériau est homogène et que le champ interne $\vec{H}_o^i$ ainsi que l'aimantation $\vec{M}_o$ à l'équilibre sont uniformes, ce qui correspond aux échantillons en forme d'ellipsoïde. En utilisant la transformation de Fourier l'équation du mouvement |1.2.4| se traduit par une susceptibilité haute fréquence tensorielle, dite tenseur de Polder-Smit, reliant les composantes alternatives de l'aimantation et du champ magnétique :

$$\vec{m}(\vec{k},\omega) = 4\pi\bar{\bar{\chi}}(\vec{k},\omega).\vec{h}(\vec{k},\omega) \qquad |I.3.1|$$

En utilisant les coordonnées de la Fig. I ainsi que les notations suivantes traditionnellement rencontrées dans la littérature :

$$\Omega_H = \frac{\vec{H}_o^i.\vec{M}_o}{4\pi M^2} \qquad \Omega = \frac{\omega}{\gamma 4\pi M} \qquad \Omega_e = \frac{2A}{4\pi M^2} \qquad \Omega_a = \frac{K}{2\pi M^2}$$

Les composantes de ce tenseur prennent la forme suivante :

$$4\pi\chi_{xx} = \frac{\Omega_1}{\Omega_1\Omega_2 - \Omega^2} \qquad 4\pi\chi_{yy} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1.\Omega_2 - \Omega^2}$$

$$4\pi\chi_{xy} = -4\pi\chi_{yx} = \frac{j\Omega}{\Omega_1\Omega_2 - \Omega^2}$$

$$\chi_{xz} = \chi_{yz} = \chi_{zx} = \chi_{zy} = \chi_{zz} = 0$$

et $\Omega_1 = \Omega_H + \Omega_e k^2 + \Omega_a \cos^2\psi$

$\Omega_2 = \Omega_H + \Omega_e k^2 + \Omega_a \cos 2\psi$

On obtiendra la relation de dispersion reliant ω aux composantes de $\vec{k}$ en écrivant que les deux équations de Maxwell |I.1.3| sont compatibles en y introduisant la susceptibilité |I.3.1|.

Pour une direction de propagation quelconque par rapport à $\vec{M}_o$ et à l'axe d'anisotropie nous obtenons la relation suivante :

$$\Omega^2 = \left|\Omega_1 + \frac{n^2\frac{k_y^2}{k^2} - 1}{n^2 - 1}\right|\left|\Omega_2 + \frac{n^2\frac{k_x^2}{k^2} - 1}{n^2 - 1}\right| - \frac{n^4}{(n^2-1)^2}\frac{k_x^2 k_y^2}{k^4} \qquad |I.3.2|$$

Cette relation est identique à celle que nous aurions pu obtenir pour un ferromagnétique isolant, mais ici dans l'expression de l'indice $n = \frac{kc}{\omega\sqrt{\varepsilon}}$, la permittivité ε est purement imaginaire pour un métal et vaut

$$\varepsilon = -j\frac{4\pi\sigma}{\omega} = -\frac{2j}{k_o^2\delta^2}$$

où δ est la profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques dans le métal (1 micron pour le Permalloy) et k_o le vecteur d'onde dans l'air.
Nous analyserons qualitativement les différentes branches de dispersion données par cette formule dans le cas où l'anisotropie Ω_a est nulle, les résultats restant valables dans le cas général.
La relation de dispersion |I.3.2| prend alors une forme plus simple :

$$\Omega^2 = \left|\Omega_H + \Omega_e k^2 + \frac{n^2\sin^2\theta - 1}{n^2-1}\right|\left|\Omega_H + \Omega_e k^2 - \frac{1}{n^2-1}\right| \qquad |I.3.3|$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation des ondes et celle de l'aimantation.
La figure II représente les différentes branches de dispersion de ces ondes qui peuvent être décrites par les relations de dispersion approximatives suivantes :

Branches I et I'

$$k^2 = \frac{1}{\Omega_e}\left|\sqrt{\Omega^2 + \frac{\sin^4\theta}{4}} - \Omega_H - \frac{\sin^2\theta}{2}\right|$$

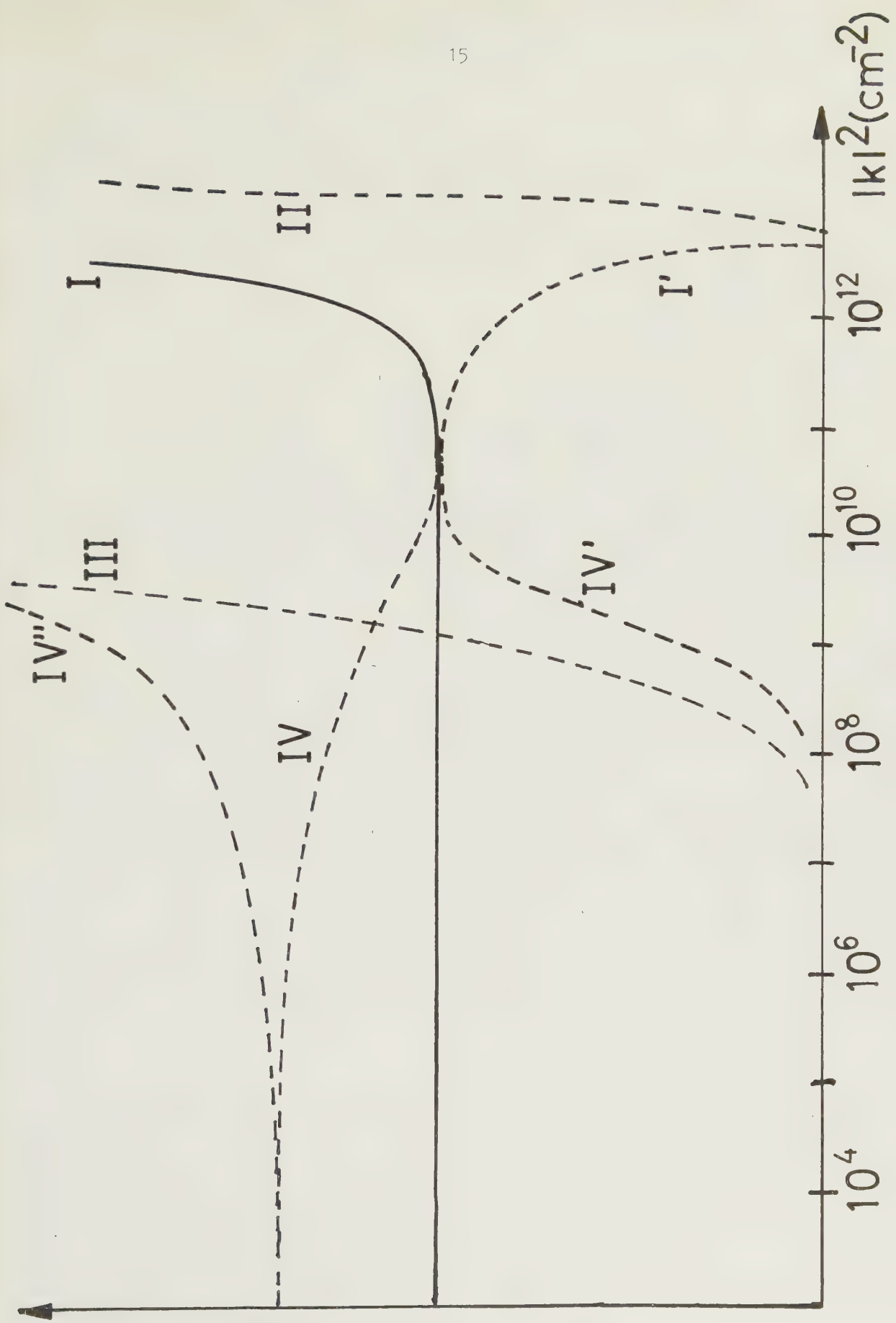


FIG.II

cette branche, caractérisée par un fort indice et donc par des ondes lentes est la branche classique des ondes de spins. Si $\Omega > |\Omega_H(\Omega_H + \sin^2\theta)|^{1/2}$ nous aurons un vecteur d'onde réel (branche I), sinon k^2 est négatif et nous aurons affaire à un milieu à la "coupure" et à des ondes rapidement amorties (branche I').

Branche II

$$k^2 = -\frac{1}{\Omega_e}\left|\sqrt{\Omega^2 + \frac{\sin^4\theta}{4}} + \Omega_H + \frac{\sin^2\theta}{2}\right|$$

Cette branche est également caractérisée par un fort indice imaginaire mais ne présente aucun effet gyromagnétique et reste très rapidement amortie. C'est l'onde "ordinaire" des ondes de spins.

Branche III

$$k^2 = -\frac{2j}{\delta^2}\left|1 + \frac{\Omega\cos^2\theta}{|\Omega_H(1+\cos^2\theta)+\sin^2\theta+\sqrt{(\Omega_H+1)^2\sin^4\theta+4\Omega^2\cos^2\theta}|}\right|$$

Cette troisième branche ne présente pas d'effets gyromagnétiques et diffère peu de l'effet de peau classique, tout au moins aux fréquences considérées.

Branche IV, IV' et IV''

$$k^2 = -\frac{2j}{\delta^2}\left|1 + \frac{\Omega_H(1+\cos^2\theta)+\sin^2\theta+\sqrt{(\Omega_H+1)^2\sin^4\theta+4\Omega^2\cos^2\theta}}{2|\Omega_H(\Omega_H+\sin^2\theta)-\Omega^2|}\right|$$

Ces branches correspondent à l'onde extraordinaire classique des ferromagnétiques isolants, transformée par une affinité horizontale de module imaginaire. On ne peut donc plus distinguer la zone classique de coupure. On peut simplement signaler la zone d'antirésonance pour $\Omega = \Omega_H + 1$ où l'effet de peau s'annule, le métal devenant transparent pour l'onde extraordinaire, et la zone de résonance pour : $\Omega = \sqrt{\Omega_H(\Omega_H+\sin^2\theta)}$ où apparaît un mixage entre les ondes des types I et IV. Le mixage est d'autant plus important que la fréquence est élevée.

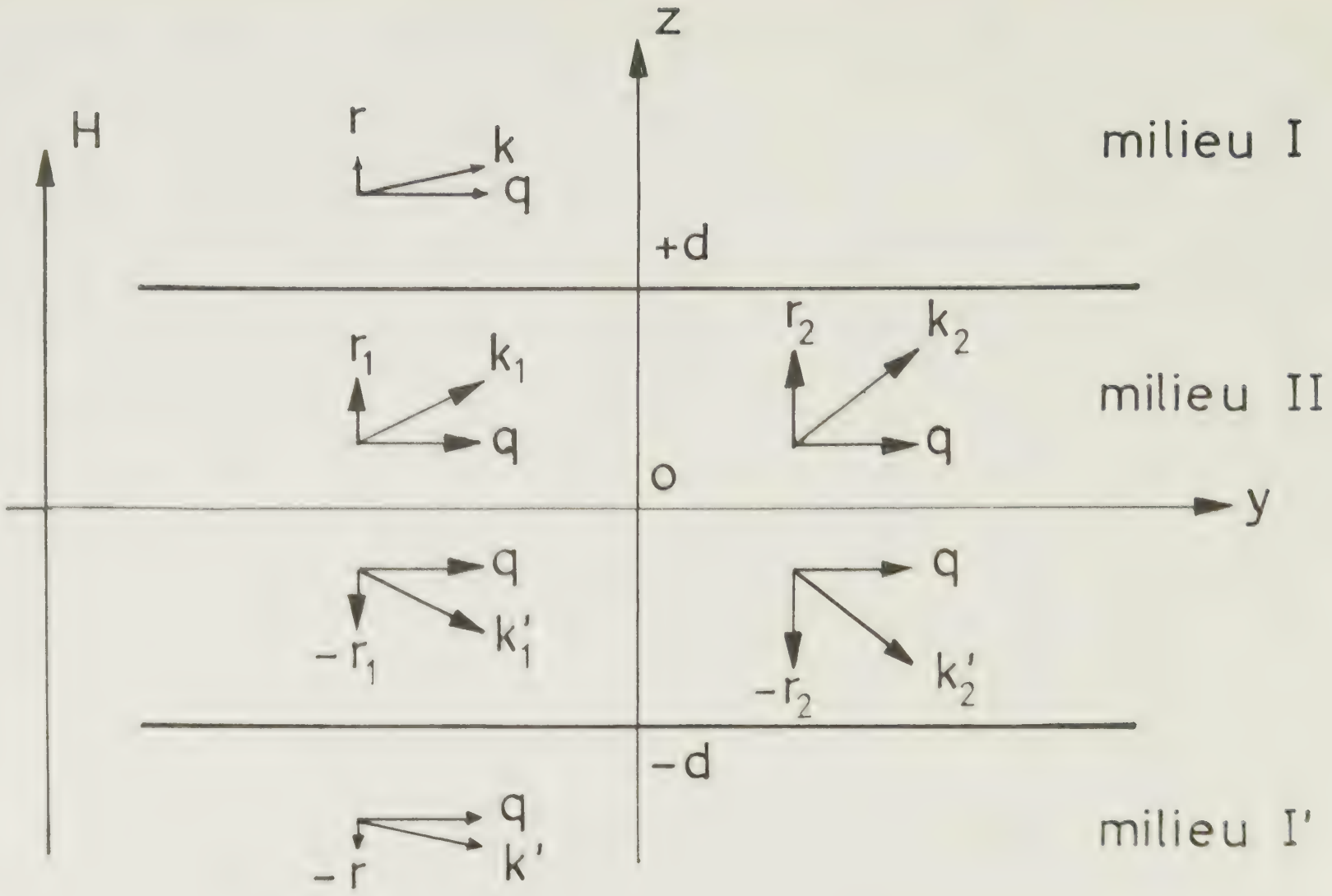

z
H
r
k
q
milieu I
+d
r1
k1
q
r2
k2
q
milieu II
o
y
q
k'1
-r1
q
k'2
-r2
-d
q
k'
-r
milieu I'

FIG. III

Cependant aux fréquences où nous avons effectué nos mesures, un tel effet demeure négligeable.

1.4. Propagation dans une lame ferromagnétique métallique

La première publication théorique | 3 | sur ce sujet utilisait la propagation d'ondes de la branche I suivant les trois dimensions spatiales pour construire les modes de résonance de la lame. Dans un volume parallélépipédique, il apparaissait ainsi une quantification suivant les trois dimensions caractéristiques de ce volume. Dans la pratique les dimensions latérales des films sont telles que les quantums d'énergie d'échange correspondants sont très faibles et les modes sont tous dégénérés. Seule la quantification suivant l'épaisseur, à condition que celle-ci soit suffisamment faible, peut conduire à des quantums appréciables et fournir un spectre observable.

L'analyse précédente est cependant incomplète, la figure II montrant clairement que les modes d'une lame doivent être contruits en utilisant les ondes des différentes branches. Ce problème a été traité dans le cas de lames isolantes en utilisant l'approximation magnétostatique |4|. Suivant les valeurs de l'épaisseur, il a été montré que divers types d'ondes pouvaient se propager : on pouvait prévoir ainsi des spectres purement magnétostatiques, des spectres d'échange correspondant aux modes d'ondes de spins stationnaires cités plus haut, et des spectres mixtes où les deux types d'énergie interviennent.

Expérimentalement, de tels modes ont été observés dans des lames minces de YIG | 1 | et récemment divers traitements théoriques raffinés ont été publiés |5| |6| pour tenir compte des charges magnétiques qui apparaissent sur le bord de la lame et obtenir un meilleur accord quantitatif avec les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne les lames métalliques, l'approximation magnétostatique n'est pas valable à cause de la conductibilité. Nous n'avons pas résolu le problème complet en tenant compte de l'échange, mais dans une première approche du problème, nous avons cherché les modes de propagation dans le plan

de la lame dérivés des branches III et IV, ceci dans le cas d'une lame infinie aimantée perpendiculairement et plongée dans l'air. Les modes obtenus seront les homologues des modes magnétostatiques classiques des ferrites. Comme le calcul est assez lourd nous avons préféré le reporter en annexe. On aboutit à deux équations de dispersion caractérisant les modes de propagation :

$$r^2 - \frac{2r}{\delta^2} \frac{1 + k^2 r_1 r_2 \delta^4 \, tg(r_1 d) \, tg(r_2 d)}{r_1 \, tg(r_1 d) + r_2 \, tg(r_2 d)} + k^2 = 0 \qquad |I.4.1|$$

$$r^2 + \frac{2r}{\delta^2} \frac{tg(r_1 d) \, tg(r_2 d) + k^2 r_1 r_2 \delta^4}{r_1 \, tg(r_2 d) + r_2 \, tg(r_1 d)} + k^2 = 0 \qquad |I.4.2|$$

Les notations utilisées sont celles de la figure III.

Les racines de ces équations ont été calculées de manière approchée dans les trois cas suivants :

$$\underline{\text{Cas N°1}} : \frac{d}{\delta} \left| \frac{1}{\Omega_H - \Omega} \right| << 1$$

Cette approximation est valable pour des lames d'épaisseur faible devant l'effet de peau et pour des champs magnétiques distincts de la résonance ferromagnétique ($\Omega = \Omega_H$). Dans le cas de métaux tels que le Permalloy et le nickel, ces restrictions correspondent à des films où les ondes de spins stationnaires sont bien résolues.

L'équation (I.4.1) fournit deux solutions présentant des effets gyromagnétiques et dont les constantes de propagation dans le plan de la lame sont :

$$q_1^2 = \frac{1}{4d^2} \left| \frac{\Omega_H^2 - \Omega^2}{\Omega_H^2 - \Omega^2 + \Omega_H} \right|^2$$

$$q_2^2 = k^2 \left| 1 + 4k^2 d^2 \left(\frac{\Omega_H^2 + \Omega_H - \Omega^2}{\Omega_H^2 - \Omega^2} \right)^2 \right|$$

Le premier mode de propagation possède une longueur d'onde très courte et l'approximation $q\delta<<1$ que nous avons faite pour obtenir I.4.1 n'est plus vérifiée. L'expression de q_1 est donc douteuse.

Le second mode de propagation possède la constante de propagation de l'air et les effets gyromagnétiques sont très faibles ($kd<<1$), cette onde se propageant essentiellement dans l'air et non dans la lame. Quand on s'approche de la résonance ferromagnétique les effets gyromagnétiques ont tendance à augmenter.

L'équation (I.4.3) donnera deux solutions également, mais qui ne présentent aucun effet gyromagnétique :

$$q_3^2 = -\frac{1}{\delta^2}\frac{d^2}{\delta^2}$$

$$q_4^2 = k^2\left(1 - k^2\,\delta^2\,\frac{\delta^2}{d^2}\right)$$

$$\underline{\text{Cas N° 2}} \quad : \quad \frac{d}{\delta}\,\frac{1}{\Omega_H + \Omega} << 1 << \frac{d}{\delta}\left|\frac{1}{\Omega_H - \Omega}\right|$$

Cette approximation constitue une extension du cas précédent dans la région de la résonance ferromagnétique. Les modes de propagations précédents deviennent :

$$q_1^2 \simeq q_3^2 \simeq -\frac{2j}{\delta^2}\,\frac{\omega - \omega_H}{\Omega_H + 1 - \Omega}$$

$$q_2^2 \simeq q_4^2 \simeq k^2\left|1 + j\,\frac{k^2\delta^2}{2}\,\frac{\Omega_H + 1 - \Omega}{\Omega - \Omega_H}\right|$$

Ici $q_1\delta << 1$ et l'expression correspondante est correcte. L'onde est évanescente mais son libre parcours moyen augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la résonance ferromagnétique. Nous avons pris une perméabilité sans pertes et en conséquence, le libre parcours moyen de l'onde devient infini à la résonance. En réalité, il en sera autrement et ce libre parcours

moyen sera limité par les pertes magnétiques du matériau. De même le second et le quatrième modes voient leur vecteur d'onde devenir imaginaire à la résonance, tout en augmentant en module.

$$\underline{\text{Cas N°3}} \quad : \frac{d}{\delta}\left|\frac{1}{\Omega-\Omega}\right| > \frac{d}{\delta}\frac{1}{\Omega_H+1} >> 1$$

Cette approximation est valable pour des lames épaisses devant l'effet de peau et ne correspond pas aux films que nous avons utilisés. Par contre, elle correspond bien aux lames utilisées par Philips [2] qui a observé dans celles-ci des spectres de résonances analogues aux spectres magnétostatiques des ferrites.

On obtient les relations suivantes :

$$q_1^2 = q_3^2 = -\frac{j}{\delta^2}\frac{\Omega^2-\Omega_H^2}{\Omega_H(\Omega_H+1)-\Omega^2+j\left|\Omega_H+1)^2-\Omega^2\right|^{1/2}\left|\Omega^2-\Omega_H^2\right|^{1/2}}$$

$$q_2^2 = q_4^2 = k^2\left|1+jk^2\delta^2\frac{\Omega_H(\Omega_H+1)-\Omega^2+j\left|(\Omega_H+1)^2-\Omega^2\right|^{1/2}\left|\Omega^2-\Omega_H^2\right|^{1/2}}{\Omega^2-\Omega_H^2}\right|$$

Ces résultats diffèrent peu du cas précédent, seule l'expression des perméabilités effectives est modifiée.

En résumé, on peut dire que dans une lame polarisée perpendiculairement, il n'existe pas de mode de propagation électromagnétique dans le plan de la lame qui soit susceptible de donner lieu à des résonances dimensionnelles. Les modes propres dont l'énergie est concentrée dans la lame (q_1 et q_3) ont des longueurs d'onde très courtes et de plus ce sont des ondes évanescentes sauf peut être dans des lames très minces.

Or, dans le cas d'une lame de ferrite, Gann a montré que les modes hybrides (magnétostatiques + échange) n'apparaissent que s'il existe un mode de propagation dans le plan de la lame qui puisse donner des résonances dimensionnelles. En conséquence les seuls modes que nous puissions espérer observer

dans des films minces métalliques seront donc les modes de Kittel, quantifiés suivant l'épaisseur et ne faisant intervenir que l'énergie d'échange.

Pour une lame aimantée dans une direction quelconque, possédant un axe d'anisotropie perpendiculaire, la relation de dispersion de ces modes s'exprimera sous la forme suivante :

$$\Omega^2 = |\Omega_H+\Omega_e k^2+\Omega_a \cos^2\theta+\sin^2\theta||\Omega_H+\Omega_e k^2+\Omega_a \cos 2\theta| \qquad (I.4.3)$$

où θ désigne l'angle entre la normale au film et la direction de l'aimantation. En particulier pour un film aimanté perpendiculairement, cette relation devient particulièrement simple :

$$\Omega_H + \Omega_a + \Omega_e k^2 = \Omega$$

où sous une forme plus directe :

$$H = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M + \frac{2K}{M} - \frac{2A}{M} k^2 \qquad (I.4.4)$$

Le calcul précédent n'explique pas les résultats observés par Philips. Nous pouvons suggérer deux hypothèses : nous n'avons pas tenu compte des charges magnétiques qui apparaissent sur le bord d'un échantillon fini ; ces charges donnent naissance à un champ alternatif situé dans le plan du film et peuvent modifier les conditions de propagation.

On peut supposer également que la conductibilité du matériau en hyperfréquence n'est pas aussi élevée que celle qu'on observe à basse fréquence. L'effet de peau serait moins intense et les lames étudiées par Philips vérifieraient alors la première approximation pour laquelle le mode électromagnétique de courte longueur d'onde n'a pas été étudié correctement.

Une dernière remarque à propos du mode q_2 dans la première approximation.

Ce mode possède une bonne surtension et la perméabilité du matériau intervient sans pertes. Ce mode est à l'origine d'un mode de propagation intéressant dans les feuilletés métal-diélectrique [7] où on observe un accroissement de l'interaction avec le métal. Ces feuilletés sont actuellement étudiés par notre équipe en vue des applications.

CHAPITRE II

PERTURBATION DU SPECTRE D'ONDE DE SPIN - INTENSITES DES MODES

Au cours du chapitre précédent, nous avons vu que les ondes correspondant à la propagation d'énergie électromagnétique dans une lame mince conductrice ne pouvaient donner lieu à des interférences et à des modes propres de résonance. Les seules ondes susceptibles de donner des résonances dimensionnelles étaient les ondes de spins qui correspondent à un autre type d'énergie, et de nouvelles conditions aux limites, distinctes des conditions habituelles dérivées des équations de Maxwell, sont nécessaires pour obtenir une solution complète du problème. Ces conditions ont été proposées par Rado et Weertman |8| et nous les rappellerons rapidement.

Dans le but d'interpréter les spectres d'ondes de spins concrètement observés, deux types de modèle ont été proposés par les théoriciens. Dans le premier modèle on considère que le film est homogène et qu'il existe une anisotropie de surface à laquelle sont soumis les spins appartenant aux deux dioptres limitant le film. Le deuxième modèle suppose que les propriétés de la lame ne sont pas constantes dans le sens de l'épaisseur. Dans ce cas, l'existence d'une anisotropie de surface n'est plus alors une condition nécessaire pour que le spectre soit observable avec un champ hyperfréquence excitateur uniforme, ce qui est le cas le plus fréquent dans les expériences. Le premier modèle a été proposé par Kittel |3|, Pincus |9| et Soohoo |10| |11| Le second modèle a été étudié par Portis |12| Davis |13| et Hirota |14| pour une variation parabolique du champ interne, et par Schlömann |36| dans le cas d'une variation linéaire.

Dans un cas comme dans l'autre, les auteurs précédents se sont surtout intéressés à la position en champ des divers modes de résonances ; or de faibles variations de composition chimique, pratiquement inévitables d'un film à l'autre introduisent des variations de l'aimantation, donc du champ interne, et ces

variations sont relativement importantes devant le déplacement des raies prévus par les modèles précédents. Nous présenterons les mêmes résultats sous une forme originale, qui élimine l'influence du champ interne et permet une confrontation directe avec les mesures, pour peu que celles-ci soient suffisamment précises.

Puis nous étudierons un troisième modèle théorique qui nous a permis d'interpréter les résultats obtenus sur des films de Permalloy couplés avec des couches superficielles de nickel. Ce modèle et les mesures qui confirment sa validité sont le résultat d'un travail effectué en collaboration avec H. Pascard et F. Hoffmann dans notre Laboratoire |37| .

Enfin dans un dernier paragraphe nous parlerons des excitations de ces modes de résonance que nous calculerons pour un film homogène et nous examinerons l'influence de la conductibilité sur la forme des raies.

II.I Conditions aux limites d'un ferromagnétique

La densité d'énergie |1.1.7| qui caractérise un corps ferromagnétique est incomplète quand on considère un solide limité dans l'espace. En effet Néel|15| a montré que la dissymétrie du site atomique des atomes superficiels était à l'origine d'une énergie de surface supplémentaire qu'on représente habituellement sous la forme d'une anisotropie uniaxiale perpendiculaire à la surface. Nous devrons donc ajouter à l'expression (1.1.7) le terme suivant :

$$W_{surf} = -K_s \frac{(\vec{M}.\vec{n})}{M^2} \delta(s) \qquad (II.1.1)$$

où $\vec{n}$ est la normale dirigée vers l'extérieur du corps, K_s une énergie par unité de surface et $\delta(s)$ une fonction de Dirac telle que pour un volume v découpant une aire s sur la surface délimitant le solide on ait :

$$\int_v \delta(s)\, dv = s$$

D'autre part l'expression du champ effectif |I.2.2|, obtenue par une méthode variationnelle à partir de la densité (I.1.7), est également incomplète car nous avons omis un terme de surface résultant d'une intégration par parties.

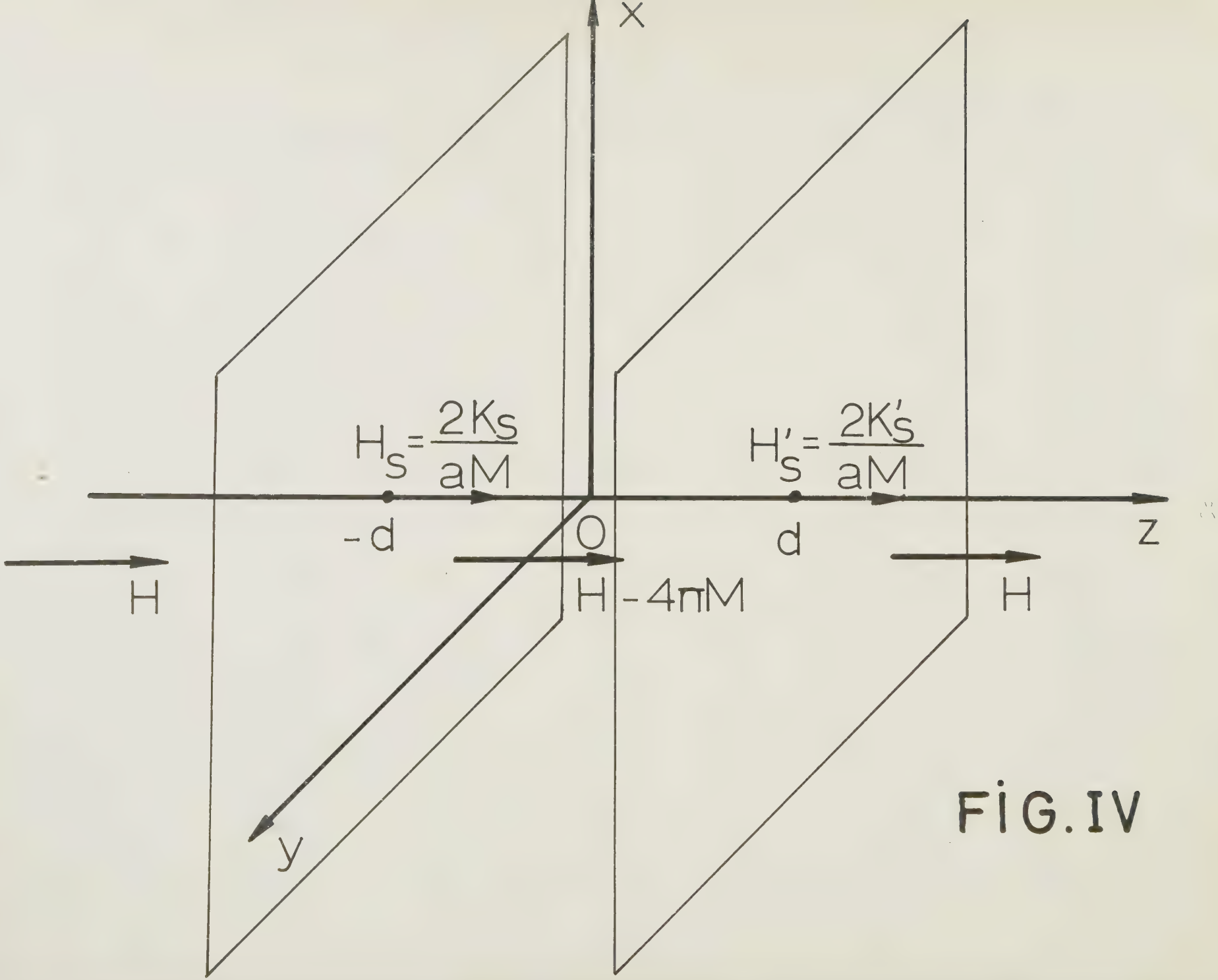


FIG. IV

Ce terme représente physiquement l'assymétrie du couple d'échange à laquelle se trouve soumis les spins superficiels. Le champ effectif complet obtenu en tenant compte de ce terme de surface et de W_{surf} s'exprime alors de la manière suivante :

$$\vec{H} = \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \vec{M} + \vec{H}_i - \left| \frac{2A}{M^2} \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} - \frac{2K_s}{M^2} (\vec{M}.\vec{n})\, \vec{n} \right| \delta(s) \qquad \text{(II.1.2)}$$

L'équation du mouvement s'exprime toujours sous sa forme habituelle :

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \wedge \vec{H} \qquad \text{(II.1.3)}$$

mais comme le moment cinétique (terme de gauche), ne subit qu'une discontinuité finie à la surface, cela impose que le dernier terme de droite de (II.1.2) soit sans action sur l'aimantation. C'est le type de conditions aux limites proposées par Rado et Weertman qui s'exprime sous la forme suivante :

$$\vec{M} \wedge \left| \frac{2A}{M^2} \frac{\partial \vec{M}}{\partial n} - \frac{2K_s}{M^2} (\vec{M}.\vec{n})\, \vec{n} \right| = 0 \qquad \text{(II.1.4)}$$

Par la suite nous ne considérerons que de petites oscillations de l'aimantation autour d'une position d'équilibre perpendiculaire au plan du film et l'expression précédente deviendra :

$$A \frac{\partial \vec{m}}{\partial n} + K_s \vec{m} = 0 \qquad \text{(II.1.5)}$$

où $\vec{m}$ est la composante transversale de l'aimantation.

II.2 Film homogène possédant une anisotropie de surface

On considère une lame mince ferromagnétique polarisée perpendiculairement à son plan et saturée ($H_{ext} > 4\pi M$). Pour des ondes de la branche I se propageant parallèlement au champ magnétique et donc à l'aimantation, la relation de dispersion (I.3.3) se simplifie et devient :

$$\Omega = \Omega_H + \Omega_a + \Omega_e k^2 \qquad \text{(II.2.1)}$$

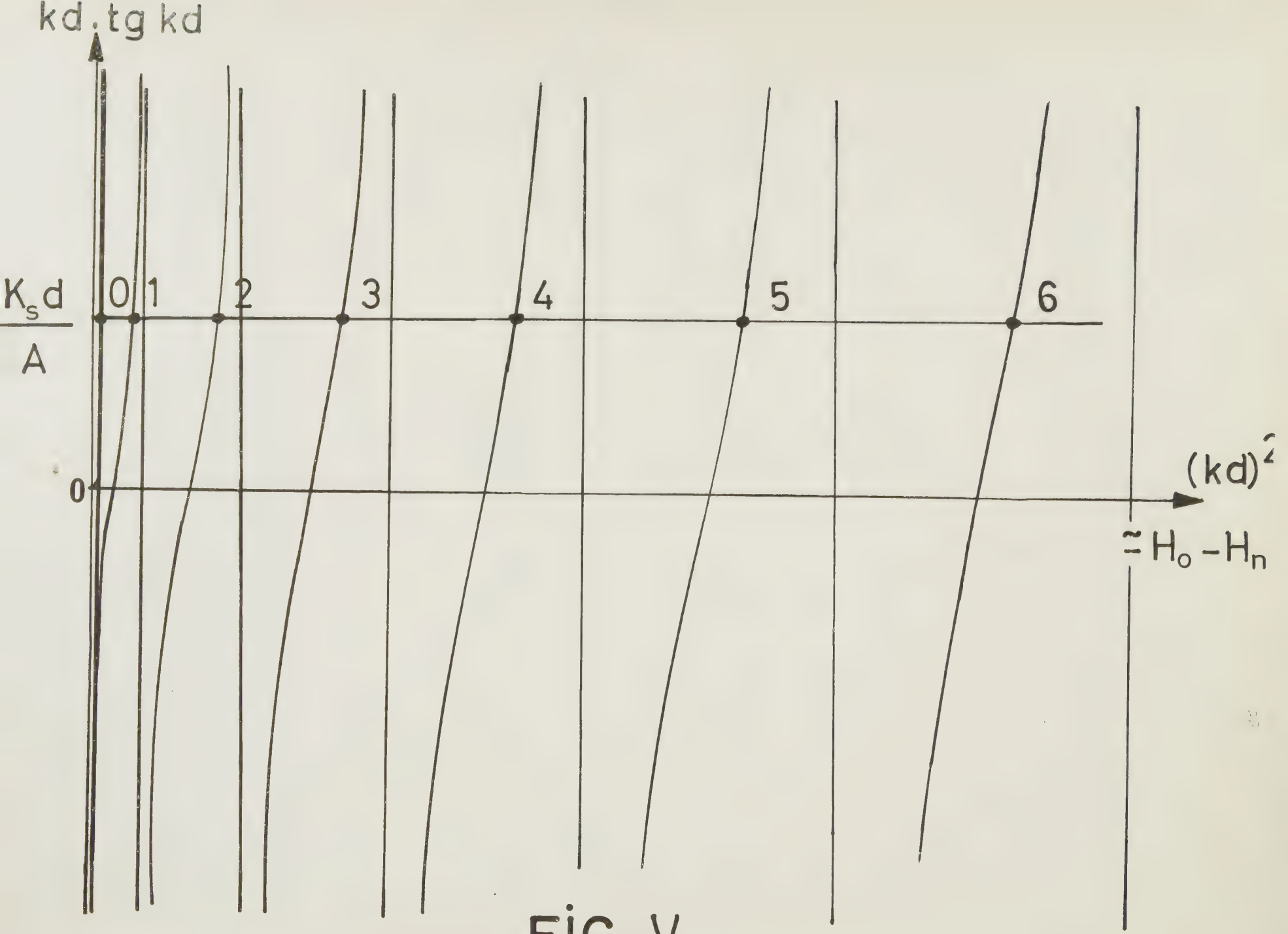


FIG. V

ou sous une forme plus classique :

$$\frac{\omega}{\gamma} = H - 4\pi M + \frac{2K}{M} + \frac{2A}{M} k^2 \qquad \text{(II.2.2)}$$

En utilisant les notations habituelles $m^{\pm} = m_x \pm m_y$, cette relation de dispersion correspond à une onde tournante m^+.
On choisit une solution sous la forme suivante :

$$m^+ = \alpha_1 \sin kz + \alpha_2 \cos kz$$

qui doit satisfaire les conditions aux limites (II.1.5) pour $z = \pm d$ (voir fig. IV). L'équation séculaire se dédouble dans le cas où l'anisotropie de surface possède la même valeur sur les deux dioptres limitant la lame et on obtiendra :

pour les modes symétriques : $$kd\ tg(kd) = \frac{K_s d}{A} \qquad \text{(II.2.3)}$$

pour les modes antisymétriques : $$-kd\ \cot g(kd) = \frac{K_s d}{A} \qquad \text{(II.2.4)}$$

La figure V montre sur une solution graphique les traits essentiels caractérisant les spectres visibles dans ce type de film. Pour une valeur très élevée ou très faible de K_s, la longueur d'onde des différents modes est inversement proportionnelle à des nombres entiers. Pour des valeurs intermédiaires de cette anisotropie de surface, on peut observer que l'accrochage de l'aimantation à la surface diminue rapidement quand l'ordre du mode augmente et pour $n >> \frac{K_s d}{A}$ on peut proposer l'approximation suivante :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{4K_s}{Md} - \frac{2A}{M} \frac{n^2 \pi^2}{4d^2} \qquad \text{(II.2.5)}$$

Les modes d'ordre élevé suivent alors une loi quadratique en n qui peut être déterminée expérimentalement par une méthode de moindres carrés (4 modes suffisent dans la pratique), et les écarts des modes d'ordre faible par rapport à cette loi expérimentale seront caractéristiques du signe et de l'ordre de grandeur de l'anisotropie de surface. Le réseau de courbes de la figure VI

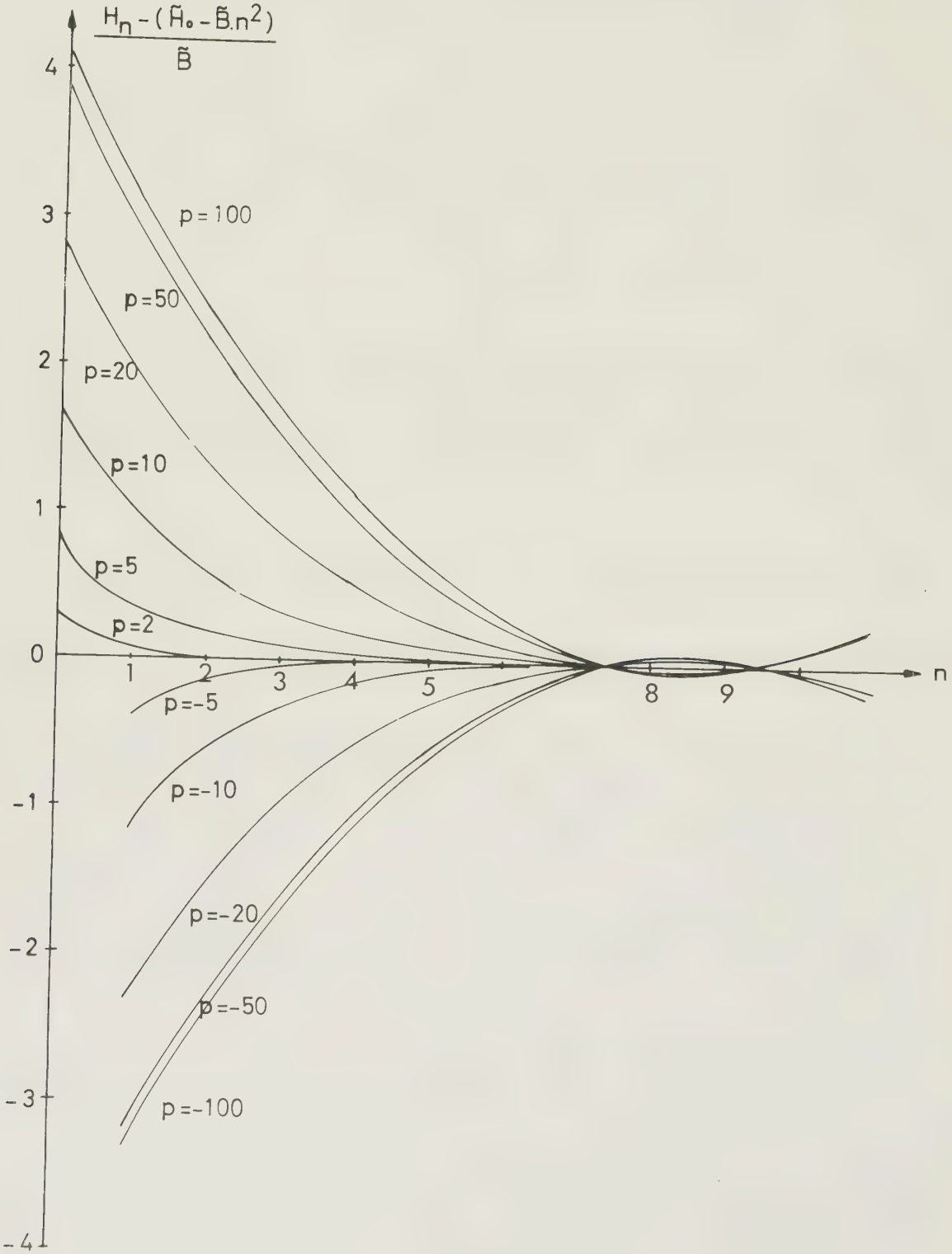

$\frac{H_n - (\tilde{H}_o - \tilde{B}.n^2)}{\tilde{B}}$
4
3
2
1
0
-1
-2
-3
-4
p = 100
p=50
p=20
p=10
p=5
p=2
p=-5
p=-10
p=-20
p=-50
p=-100
1
2
3
4
5
8
9
n

FIG. VI

permet de reporter directement les résultats des mesures ; si celles-ci sont suffisamment précises on pourra vérifier que le film correspond ou non à ce type de modèle et donner un ordre de grandeur de l'anisotropie de surface. Cette méthode ne peut être employée que pour des films où un certain nombre de modes sont visibles ce qui implique que pour une fréquence donnée, l'épaisseur soit supérieure à une certaine valeur. En bande X cette épaisseur minimum est de 3500Å et en bande Ku de 2400Å. D'autre part il faut que la numérotation des modes soit certaine, ce qui peut poser des problèmes quand l'épaisseur est telle que les premiers modes sont dégénérés dans la zone de résonance ferromagnétique. Cette difficulté peut être tournée en suivant l'évolution de modes d'ordre donné dans des films d'épaisseur croissante.

Néel a montré que l'anisotropie de surface d'origine magnétocristalline pouvait être reliée aux constantes de magnétostriction du matériau massif. Pour le nickel, Néel proposait la valeur de 0,13 erg/cm^2 en utilisant les constantes classiques de ce corps. Dans le cas du Permalloy de composition 80 Ni, 20 Fe que nous avons étudié plus particulièrement, et en admettant que les lois des solutions solides idéales sont vérifiées, on obtient une estimation de l'anisotropie de surface au moins quatre fois plus faible que pour le nickel, soit 0,03 erg/cm^2. En estimant la constante d'échange A à 10^{-6} erg/cm, on voit que les ordres de grandeurs de l'anisotropie de surface nous donnent des valeurs du degré d'accrochage $\frac{K_s d}{A}$ qui tournent autour de l'unité pour des films de quelques milliers d'angströms et qu'en conséquence l'approximation (II.2.6) a de fortes chances d'être vérifiée dès les premiers modes.

II.3 Films inhomogènes suivant leur épaisseur

On peut envisager à priori différentes formes d'inhomogénéité pour représenter les imperfections d'un film. Nous avons repris le modèle parabolique (voir figure VII) proposé par Portis car c'est la forme la plus simple pour représenter une perturbation symétrique, et que les résultats correspondent assez bien à la réalité. On considère donc un film polarisé perpendiculairement, saturé, où le champ interne suit la loi suivante :

$$H_i = H - 4\pi M + 4\pi M\varepsilon \frac{Z^2}{d^2} \qquad \text{(II.3.1)}$$

L'équation du mouvement (1.2.4) établie au chapitre précédent nous donne

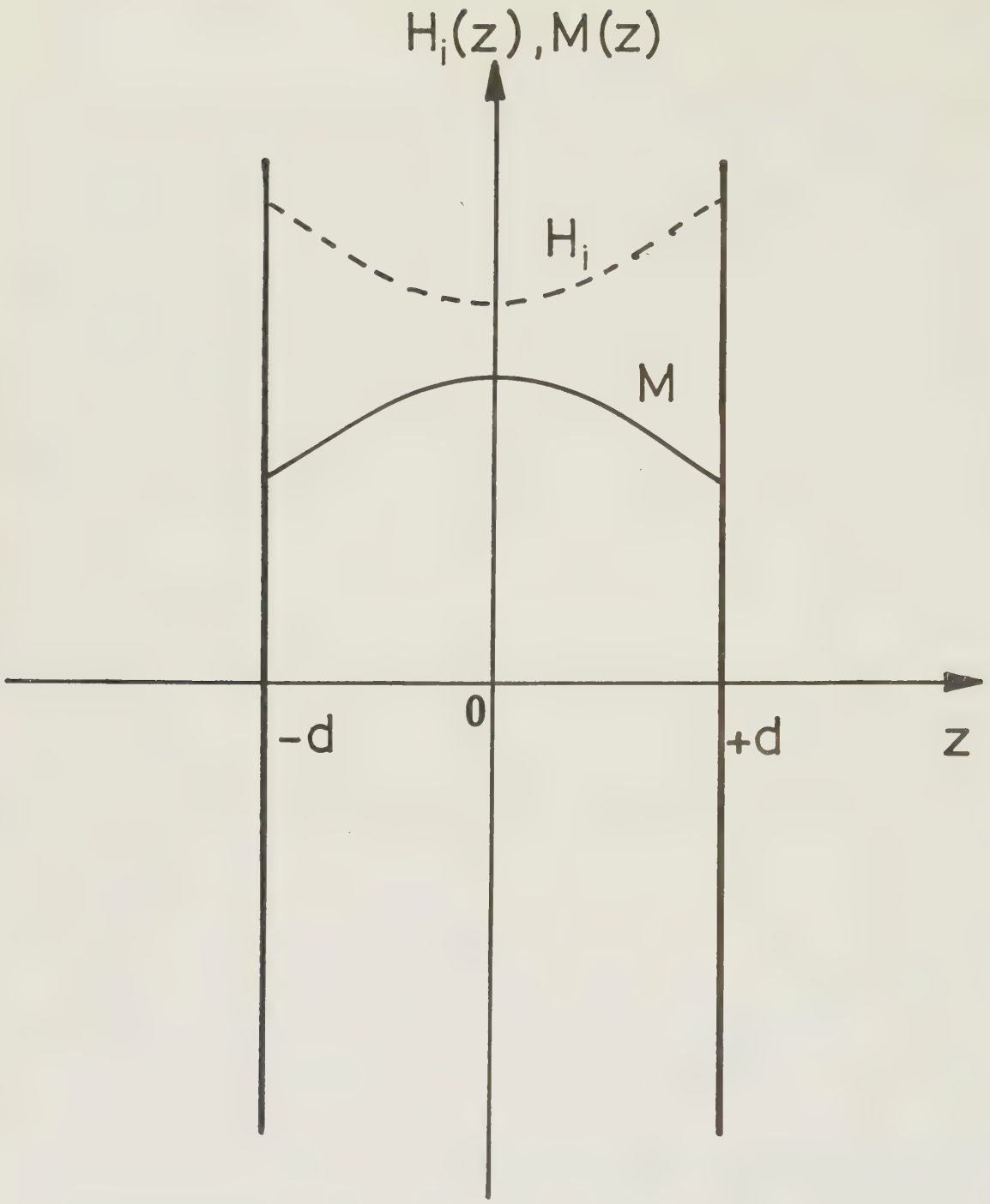


FIG. VII

alors l'équation différentielle suivante :

$$\frac{2A}{M}\frac{\partial^2 m^+}{\partial Z^2} + \left|\frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - H - 4\pi M\varepsilon\frac{Z^2}{d^2}\right| m^+ = 0 \qquad \text{(II.3.2)}$$

En utilisant les changements de variable appropriés :

$$l^2 = \frac{\omega/\gamma + 4\pi M - H}{\frac{2A}{M}\cdot\frac{\pi^2}{d^2}} \; ; \; x = \lambda\frac{Z^2}{d^2} \; ; \; \lambda^2 = \varepsilon\frac{2\pi M^2 d^2}{A}$$

$$\text{et } m^+ = y\, e^{-\frac{x}{2}}$$

l'équation (II.3.2) devient l'équation bien connue des séries hypergéométriques confluentes :

$$xy'' + y'\left(\frac{1}{2} - x\right) - \frac{y}{4}\left(1 - \frac{l^2\pi^2}{\lambda}\right) = 0$$

Les solutions qui nous intéressent correspondent aux modes symétriques, les modes antisymétriques n'étant en principe pas excités. Elles s'expriment sous la forme suivante :

$$m^+ = \exp\left(-\frac{\lambda Z^2}{2d^2}\right) M\left|\frac{1}{4}\left(1 - \frac{l^2\pi^2}{\lambda}\right) , \frac{1}{2} , \lambda\frac{Z^2}{d^2}\right| \qquad \text{(II.3.3)}$$

où M (a,b,x) représente une série hypergéométrique confluente. Si nous supposons que l'anisotropie de surface a la même valeur sur les deux dioptres limitant le film, les conditions aux limites (II.1.5) nous donnent l'équation séculaire suivante :

$$2\frac{\partial M}{\partial x} - M.\left|1 - \frac{K_s d}{A} \quad \frac{1}{\lambda}\right| = 0 \qquad \text{(II.3.4)}$$

Dans le cas où $\frac{l^2\pi^2}{\lambda}$ est assez grand devant l'unité et λ pas trop grand on peut obtenir un développement de M. Cette approximation signifie physiquement que l'indice du milieu où se propage l'onde varie lentement devant la longueur d'onde. Les racines de (II.3.4) deviennent alors :

$$l = n\left|1 + \left(p + \frac{\lambda^2}{6}\right)\frac{1}{n^2\pi^2} + \left\{\frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{40} - p^2\left(1 + \frac{p}{3}\right) - p\,\frac{\lambda^2}{6}\right\}\frac{1}{n^4\pi^4}\right|$$

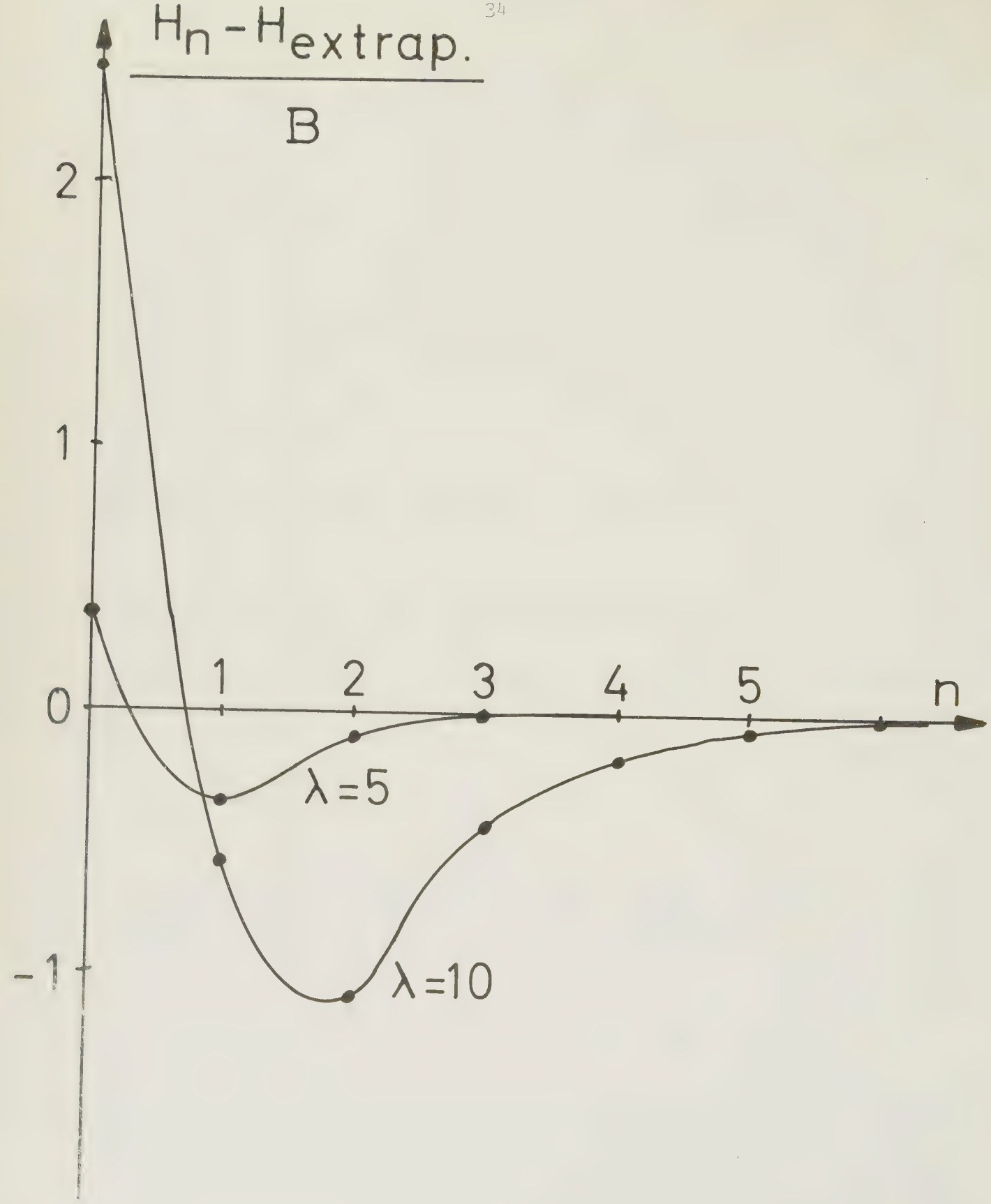


FIG. VIII

où n est un entier caractérisant l'ordre du mode et p est le degré d'accrochage à la surface $\frac{K_s d}{A}$.

La relation de dispersion des modes s'exprime alors sous la forme suivante :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \left|\frac{2A}{M d^2}\left(2p + \frac{\lambda^2}{3}\right) - \frac{2A}{M}\frac{n^2\pi^2}{4d^2} - \frac{4A}{Md^2}\left|\frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{90} - p^2\left(\frac{1}{2} + \frac{p}{3}\right)\right|\frac{1}{n^2\pi^2} \quad \text{(II.3.5)}$$

Cette expression valable pour les modes d'ordre élevé est à rapprocher de la relation (II.2.5) établie au paragraphe précédent. On remarque d'abord que ces modes suivent approximativement une loi quadratique en n. Mais, pour des valeurs pas trop importantes de λ et p, l'écart par rapport à cette loi quadratique idéale est de signe opposé à celui que l'on observerait si seule une anisotropie de surface positive entrait en jeu. Une augmentation progressive du champ interne vers la surface du film donne donc un écart négatif alors qu'une anisotropie de surface positive, assimilable à une augmentation brutale du champ interne donne un écart positif.

A partir de la formule (II.3.4) nous avons représenté sur la figure VIII les écarts des modes d'ordre faible par rapport à cette loi quadratique asymptotique pour différentes valeurs du paramètre λ. Cet abaque comme celui de la figure VI peut être utilisée dans la pratique pour interpréter les résultats expérimentaux.

Pour des valeurs de λ élevé (forte inhomogénéité et grandes épaisseurs) et pour des modes d'ordre faible on retrouve la relation de dispersion linéaire proposée par Portis :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \left|4\pi\varepsilon M.\frac{2A}{Md^2}\right|^{1/2}(4n + 1) \quad \text{(II.3.6)}$$

Mais cette loi ne peut être observée que dans des films extrêmement inhomogènes et nous ne l'avons jamais observée.

Le modèle présenté ci-dessus a été élaboré pour interpréter les effets des variations de composition chimique à travers l'épaisseur du film. On peut envisager deux types de variations : s'il s'agit d'un alliage, les composants de cet alliage s'évaporent à des vitesses différentes lors de la fabrication

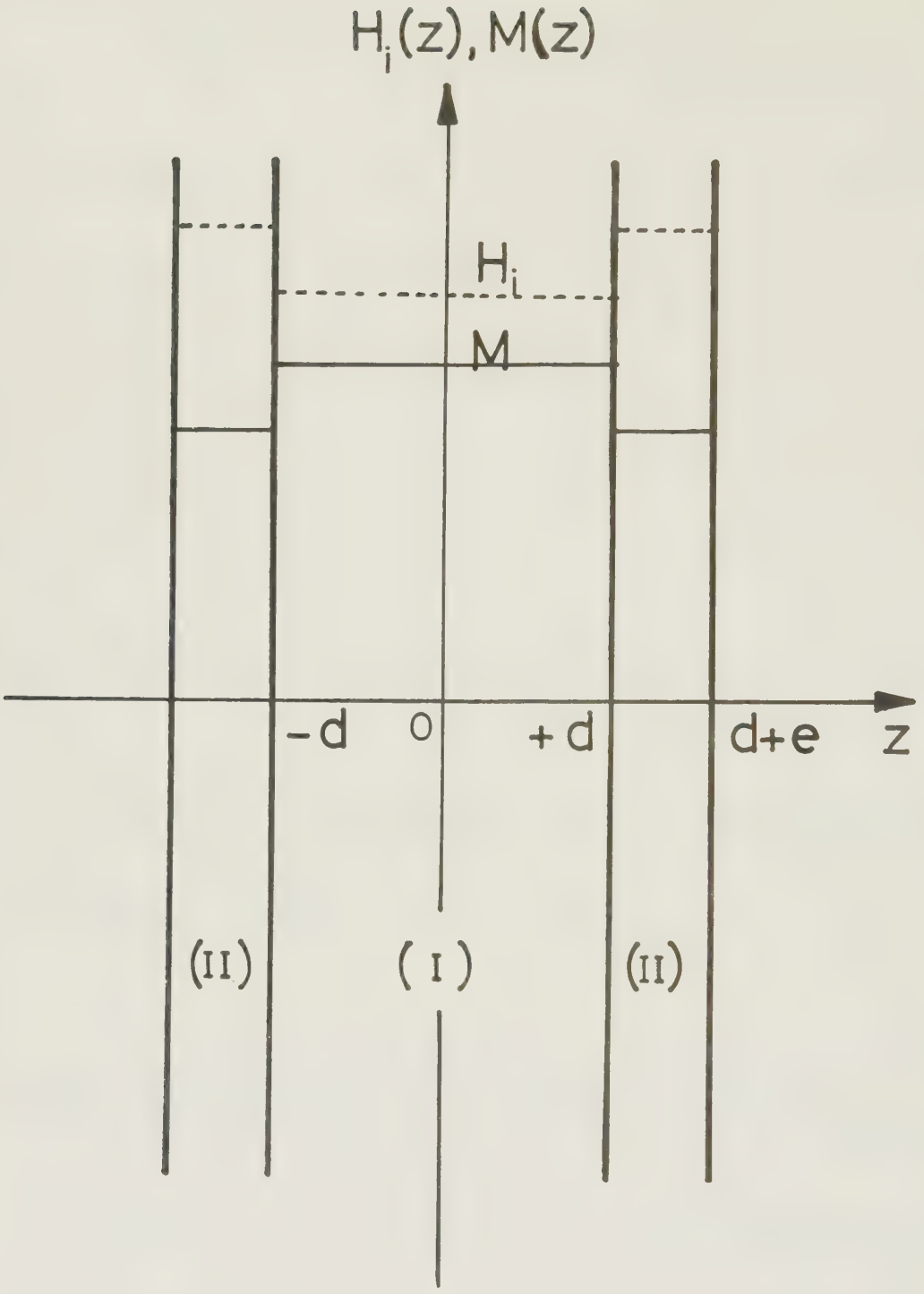


FIG. IX

du film par dépôt sous vide, la charge s'appauvrit en l'un des constituants et finalement la composition du film varie ; il peut exister également une source de pollution dans le groupe à vide et la pression de vapeur de cet élément allogène peut varier au cours de l'évaporation (effet getter). A titre d'exemple, nous terminerons ce paragraphe en évaluant les effets d'une variation de composition de 1 % autour de la composition du Permalloy entre le centre et les bords du film. Si on admet une variation linéaire de l'aimantation en fonction de la concentration en fer dans cette région [16], cette variation de composition correspond à une inhomogénéité de champ démagnétisant de 200 Oe. D'autre part la quantité $\frac{2A}{M}$ est stationnaire au voisinage de cette composition [38] et la formule (II.3.2) est valable. Enfin à cette inhomogénéité on peut associer une variation de la magnétostriction de l'ordre de $1{,}5\ 10^{-6}$ et en adoptant l'ordre de grandeur moyen de 10^{10} dynes/cm^2 pour les tensions auxquelles sont soumis les films de Permalloy [17], cette inhomogénéité de magnétostriction se traduira par une variation de champ de 50 Oe. En résumé, pour une variation de composition de 1 %, le champ interne varie de 250 Oe, ce qui correspond à une valeur du paramètre $\lambda = 3$ pour un film de 2000 Å d'épaisseur. On voit ainsi qu'une légère variation de composition aura un effet nettement plus important que celui que l'on escompte de l'anisotropie de surface de Néel.

II.4 Films couplés à deux couches superficielles

Ce modèle est un développement de l'idée fondamentale de KOOI [18] qui exprime qu'une couche de matériau hors résonance, couplée à un film exerce une action de freinage, quand ce dernier parvient à une résonance. Suivant la figure IX on considère un film d'aimantation M_1 et de constante d'échange A_1, film auquel sont juxtaposées deux couches très minces d'aimantations plus petites M_2 et de constante d'échange A_2. On suppose de plus qu'il existe un couplage d'échange à l'interface séparant deux films de nature différente, soit :

$$E_{interface} = -\frac{2}{a}\frac{A'}{M_1 M_2}\vec{M}_1 . \vec{M}_2 \qquad (II.4.1)$$

où a désigne le paramètre cristallin supposé identique dans les deux matériaux, A' une quantité homogène à une constante d'échange et qui caractérise l'intensité du couplage, $\vec{M}_1$ et $\vec{M}_2$ l'aimantation vectorielle dans les deux matériaux.

Le champ effectif à la surface du milieu 1 s'exprime à partir de (II.4.1) sous la forme suivante :

$$H_{S1} = \frac{2A'}{aM_1M_2} \vec{M}_2$$

et la condition de passage équivalente à (II.1.4) devient :

$$\vec{M}_1 \wedge \left| \frac{2A_1}{M_1^2} \frac{\partial M_1}{\partial n} - \frac{2A'}{aM_1M_2} \vec{M}_2 \right| = 0 \qquad \text{(II.4.3)}$$

En prenant les notations relatives aux petites oscillations de l'aimantation utilisées plus haut, les conditions de passage à l'interface, dérivées de (II.4.3) et de son homologue pour le milieu 2, s'expriment en définitive sous la forme ci-dessous :

$$\frac{A_1}{M_1} \frac{\partial m_1^+}{\partial Z} + \frac{A'}{aM_1} m_1^+ - \frac{A'}{aM_2} m_2^+ = 0 \qquad \text{(II.4.4)}$$

pour $z = d$

$$\frac{A_2}{M_2} \frac{\partial m_2^+}{\partial Z} + \frac{A'}{aM_1} m_1^+ - \frac{A'}{aM_2} m_2^+ = 0 \qquad \text{(II.4.5)}$$

D'autre part sur la face externe de chaque couche de matériau 2 on supposera pour la généralité des formules qu'il existe une anisotropie de surface K_S et que cette anisotropie possède la même valeur de part et d'autre de l'ensemble, soit pour $z = \mp (d + e)$:

$$A_2 \frac{\partial m_2^+}{\partial Z} + K_s m_2^+ = 0 \qquad \text{(II.4.6)}$$

Nous choisirons comme solution dans le milieu 1 une onde de la forme :

$$m_1^+ = \alpha \cos k_1 Z \qquad \text{(II.4.7)}$$

et dans le milieu 2 une onde de la forme :

$$m_2^+ = \beta \operatorname{sh} k_2 z + \gamma \operatorname{ch} k_2 z \qquad \text{(II.4.8)}$$

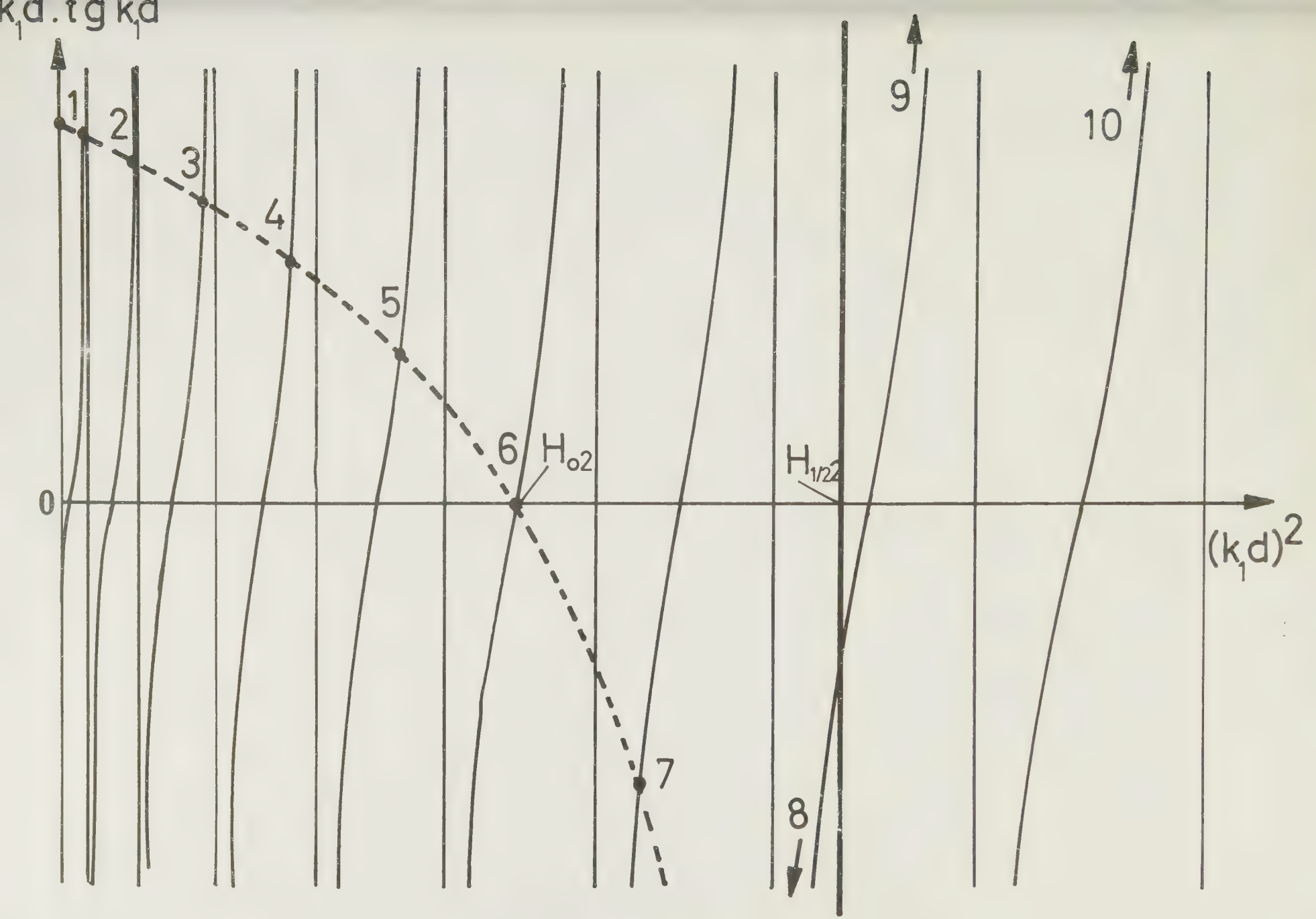


FIG.X

Les vecteurs d'ondes k_1 et k_2 satisfaisant respectivement aux équations de dispersion ci-dessous :

$$H = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_1 - \frac{2A_1}{M_1} k_1^2 \qquad \text{(II.4.9)}$$

$$H = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_2 + \frac{2A_2}{M_2} k_2^2 \qquad \text{(II.4.10)}$$

k_2 sera réel si le champ magnétique H est supérieur au champ de résonance de la couche superficielle, et imaginaire pur dans le cas contraire.
L'équation séculaire obtenue en reportant (II.4.7) et (II.4.8) dans les équations (II.4.4), (II.4.5) et (II.4.6) s'écrit :

$$\frac{1}{A_1 k_1 \mathrm{tg}(k_1 d)} = \frac{a}{A'} + \frac{1 + \frac{K_s}{A_2 k_2} \mathrm{th}(k_2 e)}{K_s + A_2 k_2 \mathrm{th}(k_2 e)} \qquad \text{(II.4.11)}$$

On voit sur cette formule que le milieu II exerce sur le milieu I une action semblable à celle d'une anisotropie de surface variable (voir la formule II.2.3). Le dernier terme de droite de cette expression représente un blocage potentiel dû, d'une part à l'anisotropie de surface réelle que voit le milieu II et d'autre part à la dissonance du milieu II par rapport au milieu I. Le milieu I ne voit qu'une partie de ce blocage potentiel suivant l'intensité du couplage A'. La figure X représente qualitativement les phénomènes que l'on peut observer dans une structure Nickel-Permalloy-Nickel où nous avons supposé que l'anisotropie de surface K_s était nulle. Pour des champs supérieurs à la résonance de la surface (H_{02}), le film se comporte comme s'il était soumis à une anisotropie de surface (représentée en pointillé) lentement variable et assez intense. Pour des champs inférieurs à cette résonance superficielle, c'est à dire au centre de la figure, l'anisotropie effective présente un changement de signe et varie plus rapidement. Enfin dans la zone de la seconde résonance superficielle ($H_{1\ 2}$), l'anisotropie effective redevient positive.
Etant donné le nombre des paramètres intervenant dans la formule (II.4.11) il est difficile de présenter les résultats sous une forme simple. A titre d'exemple la figure XI montre la relation de dispersion que l'on pourrait observer sur une structure Nickel-Permalloy-Nickel, où l'on a supposé le couplage complet et l'anisotropie de surface externe K_s nulle.
Nous avons reporté également sur cette figure les relations de dispersion

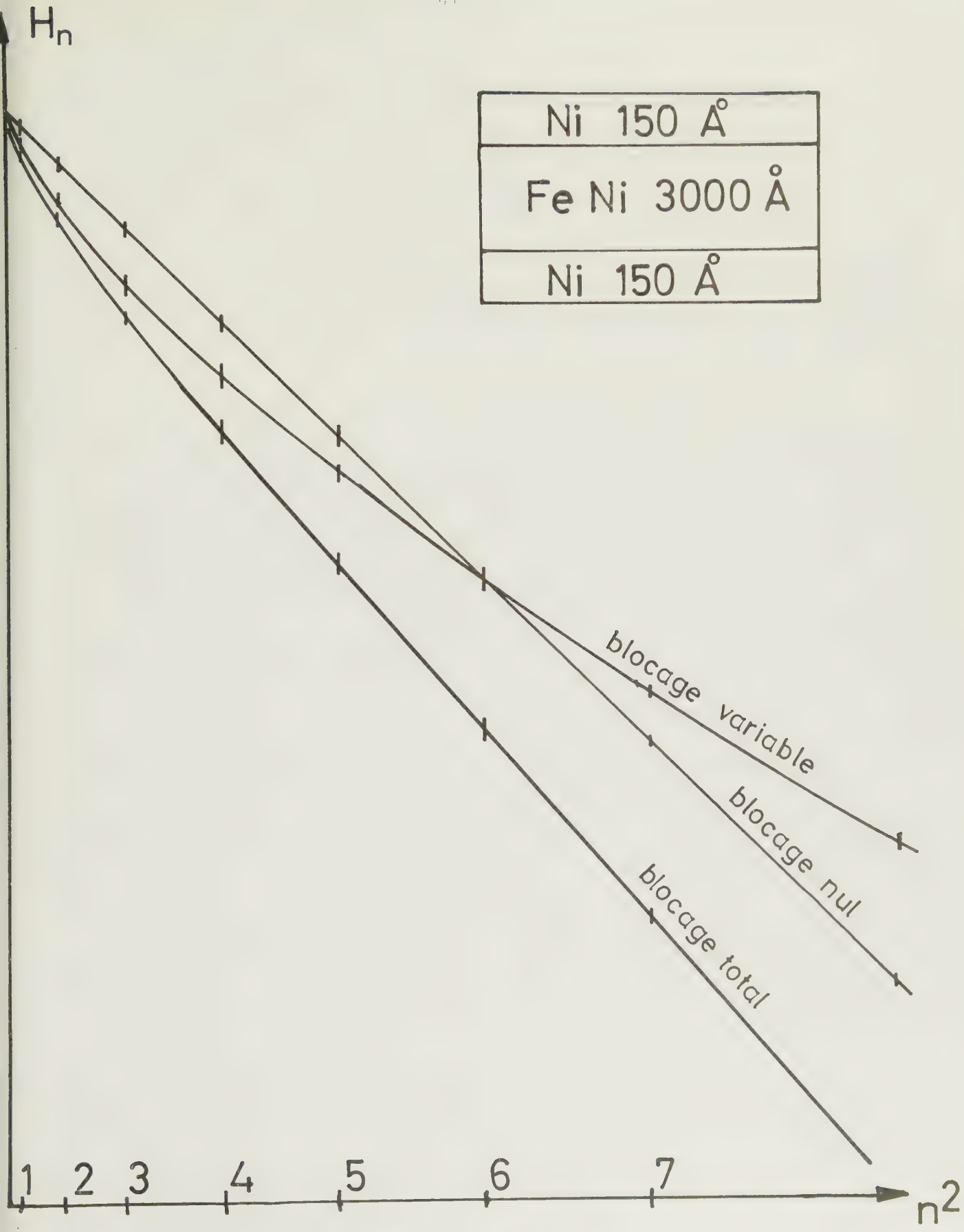

H_n
Ni 150 Å
Fe Ni 3000 Å
Ni 150 Å
blocage variable
blocage nul
blocage total
1
2
3
4
5
6
7
n^2

FIG.XI

que l'on pourrait observer sur un film de Permalloy de même épaisseur, possédant soit une anisotropie de surface nulle, soit une anisotropie de surface infinie. Si la structure à blocage variable suit toujours une relation de dispersion à peu près quadratique, la constante d'échange que l'on peut en déduire est inférieure à la valeur réelle. Au contraire, dans les modèles décrits aux paragraphes II.2 et II.3, la pente des relations de dispersion correspondrait toujours à la valeur réelle de la constante d'échange. Ce modèle est le seul jusqu'à présent à prévoir une variation de la constante d'échange apparente.

II.5 Excitations

Nous venons de montrer comment une estimation précise de la position des différentes raies pouvait apporter des informations sur les défauts des films et sur l'ordre de grandeur des différents paramètres fondamentaux de ces films. Les travaux publiés sur ce sujet ont sous-estimé l'intérêt du point de vue précédent et ont attaché par contre une grande importance à l'étude des amplitudes relatives des différentes raies. En particulier en se basant sur l'évolution prévisible à partir des différents modèles théoriques, les auteurs ont cherché à savoir quel modèle se rapprochait le plus des films réels.

Nous montrerons au chapitre suivant, en discutant l'appareillage de mesure, que les estimations d'amplitudes sont nettement moins précises que les mesures de champ et qu'on peut difficilement obtenir des renseignements, même d'ordre qualitatif de cette façon.

Le but de ce paragraphe sera de présenter un formalisme correct permettant d'aboutir aux expressions des amplitudes et de mettre en lumière, ce qui n'a jamais été démontré, l'influence de l'effet de peau sur les raies de résonances des ondes de spins stationnaires.

Etant donné l'ordre de grandeur des volumes des films sur lesquels portent les mesures et les largeurs de raies des pics d'absorption, les mesures sont effectuées en cavité résonante, en plaçant le film dans une région de celle-ci où le champ électrique radiofréquence est nul et le champ magnétique

homogène. Cette cavité est couplée à une ligne hyperfréquence et on mesure la puissance réfléchie par cette cavité, soit :

$$P_{refl} = \left(\frac{1-B}{1+B}\right)^2 \quad P \text{ incidente}$$

Le coefficient de couplage B de la cavité est proportionnel à la surtension de cette cavité et les variations de cette surtension entraîneront des variations de la puissance réfléchie qui seront les quantités effectivement mesurées.

$$\delta P_{refl} = P \text{ incidente} \cdot \frac{1-B}{(1+B)^3} \frac{B}{Q} \delta Q$$

Les variations de surtension occasionnées par la présence de l'échantillon, pour peu qu'elles soient suffisamment faibles peuvent être obtenues, en principe, à partir de la formule classique de perturbations des cavités résonnantes :

$$\delta \left|\frac{1}{Q}\right| = \mathrm{Im} \frac{\int_{v \text{ échantillon}} \vec{m}_1 \vec{h}_o \, dv}{\int_{v \text{ cavité}} \vec{h}_1 \vec{h}_o \, dv} \qquad \text{(II.5.1)}$$

où h_o représente le champ magnétique radiofréquence dans l'état non perturbé, h_1 et m_1 le champ et l'aimantation dans l'état perturbé. Les perturbations envisagées étant suffisamment faibles, les lignes de champ propres à la cavité et à l'échantillon ne seront pas modifiées. D'autre part nous avons supposé que le champ h_o était uniforme en l'absence d'échantillon et seuls les modes de résonances ayant une distribution symétrique de l'aimantation auront une excitation non nulle. Enfin nous supposerons également que la cavité est excitée par une onde polarisée circulairement, de façon à ne mettre en jeu que des modes de propagation dans la lame qui présentent un effet gyromagnétique important. Les largeurs de raies que nous avons pu observer expérimentalement sont suffisamment bonnes pour qu'on puisse négliger en polarisation rectiligne la contribution des modes ayant une polarisation circulaire inverse. La formule (II.5.1) devient en polarisation circulaire :

$$\delta \left|\frac{1}{Q}\right| = \mathrm{Im} \frac{\int_{v \text{ échantillon}} m_1^+ h_o^+ \, dv}{\int_{v \text{ cavité}} h_1^+ h_o^+ \, dv} \qquad \text{(II.5.2)}$$

En prenant l'aimantation sous une forme normalisée :

$$m(Z) = m.\phi(z)$$

et en tenant compte de la continuité du champ magnétique tangentiel à la surface du film, (II.5.2) devient :

$$\delta \left|\frac{1}{Q}\right| = \text{Im f.} \frac{V_{\text{échantillon}}}{V_{\text{cavité}}} \int_o^d \frac{\phi(Z)}{\phi(d)} \chi^+ \frac{dz}{d} \qquad \text{(II.5.3)}$$

où le coefficient $f\frac{V}{V}$ représente le facteur de remplissage de la cavité qui dépend uniquement du type de cavité, de la position du film dans celle-ci et du rapport des volumes de la cavité et du film. La susceptibilité χ^+ peut être déduite du tenseur de Polder-Smit évoqué au chapitre précédent. Toutefois dans le cas de modes propres de propagation ce terme devient infini et il est nécessaire d'introduire ici un terme de relaxation dans l'équation du mouvement (I.2.4).

Nous utiliserons un terme de Landau et Lifshitz qui est la forme la plus employée dans la littérature relative à la résonance ferromagnétique des métaux.

Ce terme qui se présente sous la forme d'un couple de rappel de l'aimantation limitant l'angle de site de celle-ci, s'exprime sous la forme suivante :

$$\vec{c} = \frac{\lambda}{M} \vec{M}_\Lambda \left|\vec{M}_\Lambda \vec{H}\right| \qquad \text{(II.5.4)}$$

où $\vec{H}$ est le champ effectif, $\vec{M}$ l'aimantation et λ un paramètre sans dimensions.

La susceptibilité χ^+ d'un mode propre de propagation prend alors la forme suivante :

$$\chi^+ = \frac{1 + j\,\lambda}{j\,\lambda\,\Omega} \qquad \text{(II.5.5)}$$

où le paramètre $\lambda\,\Omega$ représente la demi largeur de raie normalisée : $\frac{\Delta H}{4\pi M}$

Dans le cas d'un film homogène possédant une anisotropie de surface, la formule (II.5.3) devient en tenant compte de (II.5.5.) et de (II.2.3.) :

$$\delta \left|\frac{1}{Q}\right| = I_n = f.\frac{V}{V} \frac{1}{k^2 z^2} \frac{K_s d}{A} \frac{1}{\lambda\Omega} \qquad \text{(II.5.6)}$$

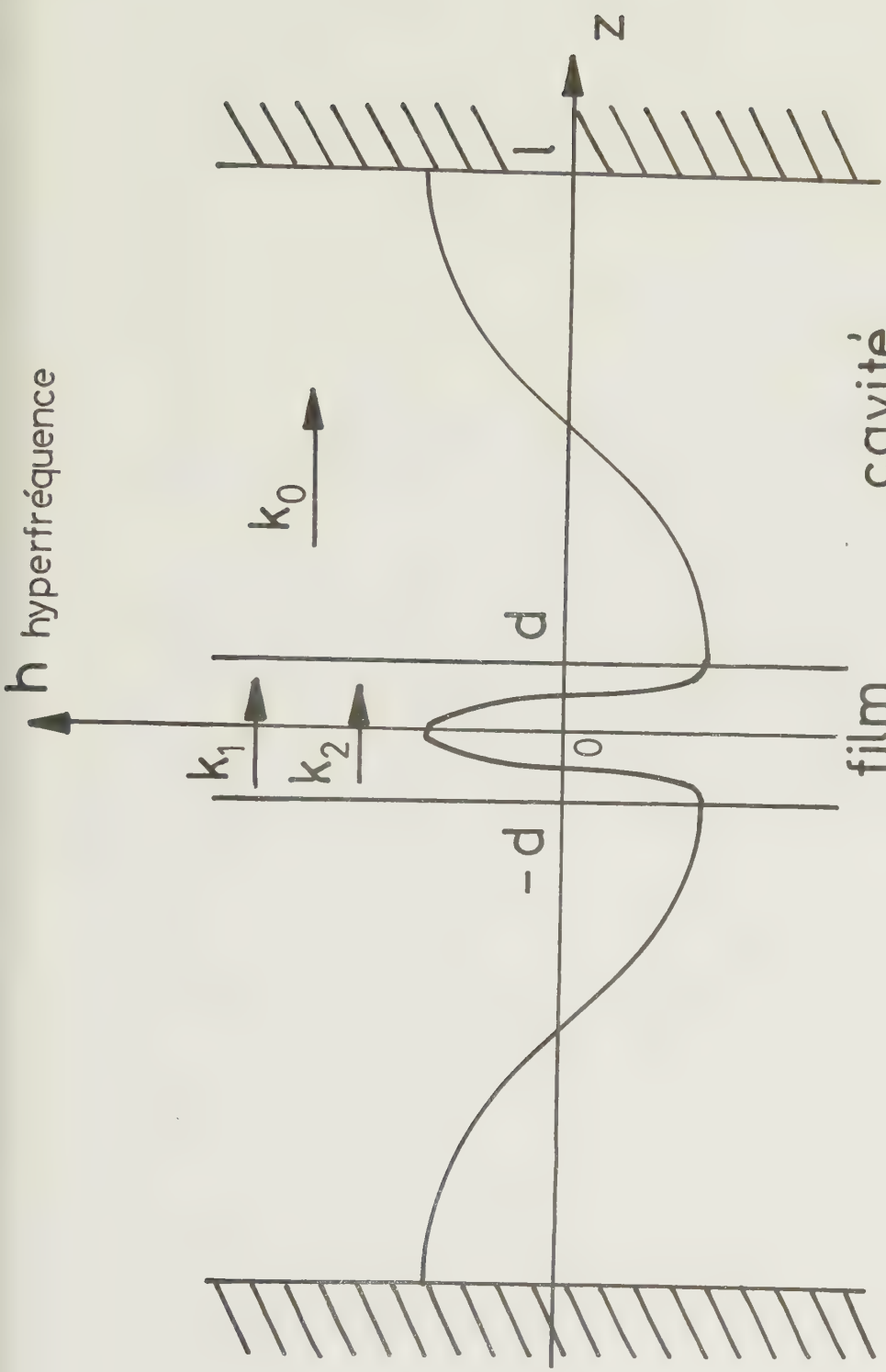


FIG. XII

On peut voir sur cette expression que les intensités des modes d'ordre n assez élevé sont inversement proportionnelles à n^2 et que l'évolution du produit $n^2 I_n$ peut permettre en principe de vérifier si le film étudié possède une anisotropie de surface constante ou bien si celle-ci varie comme dans le modèle développé en (II.4).

Nous allons maintenant évaluer l'influence de la conductibilité sur les raies de ce même type de film, les conclusions étant cependant valables qualitativement pour les modèles plus élaborés évoqués plus haut.

Nous avons supposé au début de ce paragraphe qu'il existait un seul mode de propagation de l'énergie dans le film. Or nous avons vu qu'il n'en est rien au chapitre précédent et qu'en polarisation circulaire, deux modes peuvent se propager à travers la lame : le mode d'échange et le mode électromagnétique extraordinaire (Branche I et IV, Fig. II).

La figure XII représente un film métallique placé au centre d'une cavité. L'énergie se propage sous forme d'ondes planes de vecteur k_o dans la cavité et de vecteurs k_1 et k_2 dans le métal. Nous ne considérerons que les modes symétriques pour l'instant et les composantes du champ auront la forme suivante :

$$\text{AIR} \quad \left| \begin{array}{l} h_o^+ = \alpha \cos k_o \left| z-e \right| \\ e_o^+ = \alpha \sin k_o \left| z-e \right| \end{array} \right. \quad ; \quad k_o = \frac{\omega}{c}$$

$$\text{METAL} \quad \left| \begin{array}{ll} m_1^+ = a\chi_1^+ \cos k_1 z & m_2^+ = b\chi_2^+ \cos k_2 z \\ h_1^+ = a \cos k_1 z & h_2^+ = b \cos k_2 z \\ e_1^+ = -j \frac{k_1^2 \delta^2}{2} \frac{k_o}{k} a \sin k_1 z & e_2^+ = -j \frac{k_2^2 \delta^2}{2} \frac{k_o}{k} b \sin k_2 z \end{array} \right.$$

$$k_1^2 = \frac{\Omega - \Omega H}{\Omega e} \left| 1 - j \frac{\Omega}{\Omega - \Omega H} \right| \quad ; \quad k_2^2 = -\frac{2j}{\delta^2} \left| 1 - \frac{1}{\Omega - \Omega H} \right|$$

En appliquant les conditions aux limites de Maxwell et celles de Rado et Weertmann pour z = +d, nous aurons un système linéaire dont l'équation

séculaire sera :

$$\frac{tg(k_o d)}{k_o} = \frac{j\frac{\delta^2}{2}\{k_1\, tg(k_1 d)\,\chi_2 + \left|k_2\, tg(k_2 d)\frac{K_s d}{A}\right| - k_2\, tg(k_2 d)\,\chi_1 + \left|k_1\, tg(k_1 d) - \frac{K_s d}{A}\right|\}}{\chi_2 + \left|k_2\, tg(k_2 d) - \frac{K_s d}{A}\right| - \chi_1 + \left|k_1\, tg(k_1 d) - \frac{K_s d}{A}\right|}$$

En développant au premier ordre en $k_o d$ nous retrouverons une formule de perturbation :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{d}{e}\{1 - j\frac{\delta^2}{2}\frac{k_1\, tg(k_1 d)\,\chi_2 + \left|k_2\, tg(k_2 d) - \frac{K_s d}{A}\right| - k_2\, tg(k_2 d)}{\chi_2 + \left|k_2\, tg(k_2 d) - \frac{K_s d}{A}\right| - \chi_1 + \left|k_1\, tg(k_1 d) - \frac{K_s d}{A}\right|} \qquad (II.5.7)$$

Cette expression peut être simplifiée considérablement en effectuant les approximations suivantes : on supposera que le mode d'échange a un libre parcours moyen grand devant l'épaisseur du film, ce qui simplifie l'expression des tangentes, et que l'effet de peau est notablement supérieur à l'épaisseur, ce qui correspond bien aux expériences classiques. En prenant un développement par rapport au terme d'amortissement λ, (II.5.7) prend la forme simple suivante :

$$\delta\left|\frac{1}{Q}\right| = \frac{1}{\Omega - \Omega_H}\frac{\frac{\alpha}{2}\left|\frac{2t}{x}\left(\frac{xt}{p} - 1\right) + 1 + t^2 + t/x\right| + K\frac{t}{x}\left|\frac{xt}{p} - 1\right|}{\left(\frac{xt}{p} - 1\right)^2 + \frac{\alpha^2 x^2}{4}\left|\left(\frac{x}{p} + t\right)^2 + \frac{2}{p}(1 + t^2) + \frac{t^2}{p^2}\right|} \qquad (II.5.8)$$

où nous avons utilisé les notations suivantes :

$$x = k_1 d ; t = tg(k_1 d) ; p = \frac{K_s d}{A} ; \alpha = \frac{\Omega}{\Omega - \Omega H}\lambda$$

$$K = \frac{2d^2}{\delta^2}\left|\frac{\Omega - \Omega H - 1}{\Omega - \Omega H}\right|\frac{1}{p}$$

Le paramètre K représente la contribution due à la conductibilité qui apparait sous la forme d'un terme dispersif. Pour de petits écarts ε de x par rapport au sommet de la raie non déformée, (II.5.8) devient :

$$\delta\left|\frac{1}{Q}\right| = \frac{1}{\Omega-\Omega H}\,\frac{1}{1+\frac{p(p+1)}{x^2}}\left\{\frac{p^2}{x^2}\,\frac{\alpha/2}{\varepsilon^2+\frac{\alpha^2x^2}{4}}+\frac{p}{x^3}\,\frac{2d^2}{\delta^2}\left(\frac{\Omega-\Omega H-1}{\Omega-\Omega H}\right)\,\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2+\frac{\alpha^2x^2}{4}}\right\} \qquad \text{(II.5.9)}$$

L'expression (II.5.9), valable pour des régions pas trop proches de la résonance ferromagnétique, montre que chaque raie de résonance est la superposition d'un pic d'absorption dû au mode d'échange dont l'intensité vaut :

$$I_n = \frac{p^2}{x^4}\,\frac{4}{\Delta H}\,\frac{1}{1+\frac{p(p+1)}{x^2}}$$

et d'une raie dispersive due au mode électromagnétique ayant pour intensité :

$$J_n = \frac{4}{\Delta H}\,\frac{p}{x^4}\,\frac{1}{1+\frac{p(p+1)}{x^2}}\,\frac{2d^2}{\delta^2}\left|\frac{\Omega-\Omega H-1}{\Omega-\Omega H}\right|$$

Le rapport

$$\frac{J_n}{I_n} = \frac{1}{p}\,\frac{2d^2}{\delta^2}\,\frac{\Omega-\Omega H-1}{\Omega-\Omega H}$$

montre que la distorsion des raies augmente quand on se rapproche de la résonance ferromagnétique ($\Omega=\Omega H$) et décroit quand le blocage de l'aimantation à la surface augmente. Enfin cet effet est d'autant plus sensible que le film est épais. Pour un film de 2000 Å d'épaisseur d'effet de peau de 1 µ, de facteur d'accrochage de 1, d'aimantation 10.000 Oe, le rapport $\frac{J_n}{I_n}$ vaut 0,2 à 1.000 Oe de la résonance ferromagnétique et 0.04 à 5.000 Oe de cette dernière. En fait, l'inconnue dans ce genre d'estimation reste la profondeur de l'effet de peau, car rien ne prouve que la conductibilité en basse fréquence reste valable en haute fréquence pour des films si minces.

Expérimentalement de tels effets ont pû être observés quand le film est déplacé par rapport à un zéro de champ électrique,(par exemple quand le film est mal collé sur le fond de la cavité). Dans ce cas on augmente artificiellement les courants dans la lame et on observe un aspect dispersif important des raies.

Enfin dans un film idéal, si les excitations I_n sont nulles pour des raisons de symétrie, quand le champ excitateur est uniforme, les amplitudes

J_n n'ont aucune raison de disparaître et les modes antisymétriques doivent apparaître avec une raie purement dispersive..

Enfin si on se reporte à la formule II.5.6 donnant les intensités des modes d'ondes de spin proprement dits, obtenus à partir de la formule des perturbations, on s'aperçoit qu'il y a une contradiction assez grave entre les deux formalismes. En effet pour le même film, le premier calcul prévoit des excitations en $\frac{1}{n^2}$, alors que le second prévoit des intensités proportionnelles à $\frac{1}{n^4}$.

La formule des perturbations n'est valable que pour des milieux où l'énergie se propage sous forme purement électromagnétique. Or dans la lame ferromagnétique l'énergie se propage essentiellement sous la forme d'énergie d'échange pour le mode d'onde de spin et la formule de perturbation est alors inapplicable. Une autre réserve peut être formulée à propos du second formalisme: le calcul n'est valable que pour un système infini latéralement, mais il est peu probable que le fait de prendre des conditions aux limites latérales différentes puisse changer notablement les excitations des ondes de spins qui se propagent longitudinalement, et dont la longueur d'onde est inférieure de plusieurs ordres de grandeur aux dimensions de la cavité. Nous verrons effectivement au chapitre IV que les excitations suivent à peu près une loi en $1/n^4$.

II.6 Conclusion

Deux modèles se trouvent à notre disposition pour interpréter les spectres d'ondes de spins. Le premier, développé au paragraphe II.3, tient compte d'une anisotropie de surface et d'une variation progressive du champ interne. La position des différents modes de résonance suit une loi quadratique quand les perturbations dont on tient compte ne sont pas trop importantes et pour des modes d'ordre assez élevé :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \Delta H_o - \frac{2A}{M}\frac{n^2\pi^2}{d^2} \qquad (II.6.1)$$

En première approximation la quantité ΔH_o s'exprime sous la forme suivante :

$$\Delta H_o = \frac{8K_s}{Md'} + \frac{4\pi\Delta M}{3} \qquad (II.6.2)$$

où K_s est l'anisotropie de surface, d' l'épaisseur totale du film, $4\pi\Delta M$ la variation du champ interne entre le centre et le bord du film. Cette quantité correspond grossièrement à l'écart entre le champ de résonance du mode uniforme (pour n = 0, la loi quadratique n'est jamais suivie), et l'ordonnée à l'origine de la loi quadratique.

Le second modèle développé au paragraphe (II.4) prévoit une loi quadratique quand l'épaisseur de la couche superficielle est assez faible. La pente de cette loi n'est plus reliée directement à la constante d'échange A comme dans le modèle précédent. La loi quadratique s'exprimera sous la forme suivante pour les modes d'ordre élevé :

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \Delta H_o - \frac{2A'}{M}\frac{n^2\pi^2}{d^2} \qquad \text{(II.6.3)}$$

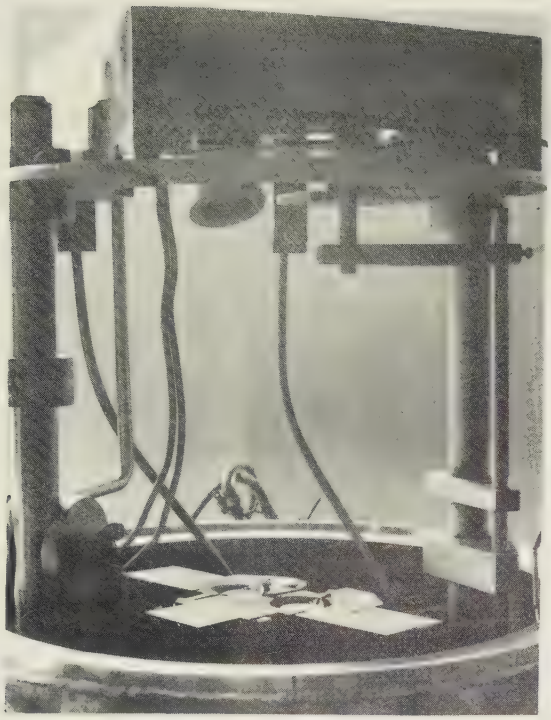
avec
$$\Delta H_o = \frac{8K_s}{Md'} + \frac{M_2}{M_1}\frac{e}{d'}\,16\pi\Delta M \qquad \text{(II.6.4)}$$

et
$$A' = A\left|1 - \frac{4M_2}{M_1}\frac{e}{d^\nu}\right| \qquad \text{(II.6.5)}$$

K_s désigne ici l'anisotropie de surface sur le dioptre externe de la couche superficielle, d' l'épaisseur du film proprement dit, e celle de la couche et ΔM l'écart entre les aimantations respectives du film et de la couche.

Comme on peut le voir, une étude au premier ordre peut difficilement permettre de faire un choix entre ces deux modèles. Seule une étude des non quadraticités des lois de dispersion peut permettre de trancher.

En ce qui concerne les excitations, en plus des difficultés de mesures, nous avons vu que sur le plan théorique il subsistait des incertitudes. En conséquence, les conclusions que l'on pourrait tirer d'une telle étude doivent-elles être considérées avec beaucoup de prudence.



(a)

(b)

ENCEINTE D EVAPORATION

(c)

FIG. XV

CHAPITRE III

APPAREILLAGE DE MESURE

III.1. Appareillage de préparation.

L'appareillage utilisé pour la préparation consiste essentiellement en un groupe de pompage classique équipé d'une pompe primaire à palettes, susceptible de fournir un vide de 10^{-3} torr, d'une pompe secondaire à diffusion d'huile de 1 300 l/s, et d'un piège à azote liquide destiné à éliminer les remontées d'huile.

Les métaux à évaporer peuvent être disposés dans deux creusets coniques en bérylline, chauffés par l'intermédiaire d'un ruban de tantale parcouru par un courant de forte intensité (Voir fig. XV-c). Le système supportant les creusets et leur ruban de tantale est refroidi énergiquement par une circulation d'eau ainsi que les amenées de courant. Ceci est probablement le trait le plus original de ce bâti, très classique par ailleurs, et qui nous a permis d'améliorer le vide pendant le dépôt des films dans des proportions importantes.

Le four contenant les substrats se trouve situé à 25 cm au-dessus des deux creusets et un système de caches peut être interposé sur le parcours du flux de vapeurs métalliques (Voir fig. XV-b).

La température du four est mesurée à l'aide d'un termocouple chromel-alumel. Enfin un oscillateur dont on mesure extérieurement la fréquence et sur le quartz duquel on dépose la vapeur métallique, nous a permis de mesurer après un étalonnage sérieux les épaisseurs déposées, ainsi que les vitesses d'évaporation. Cette mesure in situ permet en principe d'obtenir une précision supérieure à la méthode Nomarsky que nous avons utilisée pour l'étalonnage (les incertitudes sont respectivement de 50 Å et 200 Å). L'ensemble permet de déposer des films sous une pression résiduelle inférieure à 10^{-6} Torr.

III.2 Spectrométrie hyperfréquence.

Nous avons vu au paragraphe I-4 que les films étaient disposés dans une cavité résonnante et que l'on mesurait la puissance réfléchie par cette cavité. Chaque résonance se traduisant par une modification de la surtension de la cavité, correspond donc à une augmentation de la puissance réfléchie.

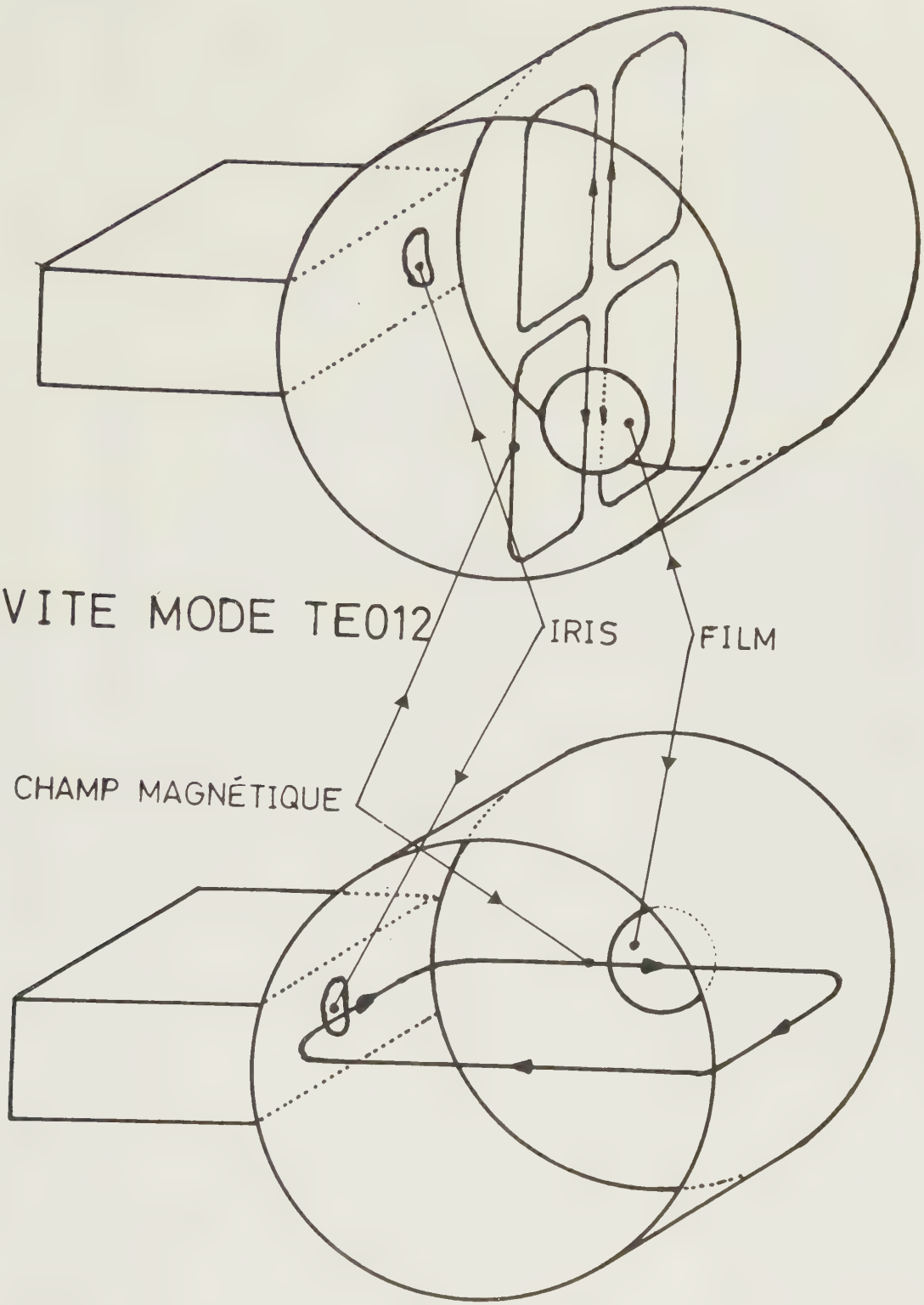

CAVITE MODE TE012
IRIS
FILM
CHAMP MAGNÉTIQUE
CAVITE MODE TE111

FIG. XIII

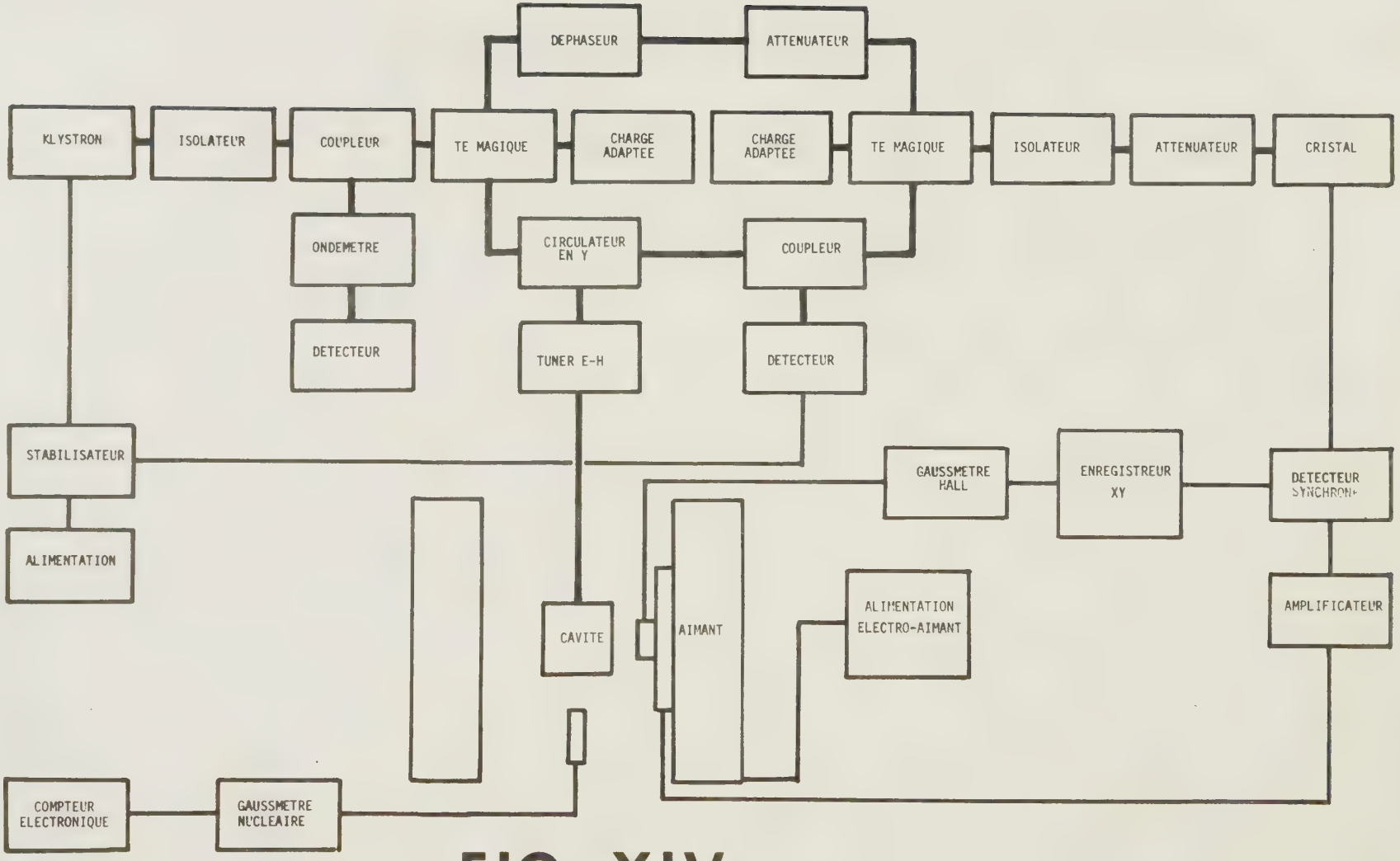

DEPHASEUR
ATTENUATEUR
KLYSTRON
ISOLATEUR
COUPLEUR
TE MAGIQUE
CHARGE ADAPTEE
CHARGE ADAPTEE
TE MAGIQUE
ISOLATEUR
ATTENUATEUR
CRISTAL
ONDEMETRE
CIRCULATEUR EN Y
COUPLEUR
DETECTEUR
TUNER E-H
DETECTEUR
STABILISATEUR
GAUSSMETRE HALL
ENREGISTREUR XY
DETECTEUR SYNCHRON
ALIMENTATION
CAVITE
AIMANT
ALIMENTATION ELECTRO-AIMANT
AMPLIFICATEUR
COMPTEUR ELECTRONIQUE
GAUSSMETRE NUCLEAIRE

FIG. XIV

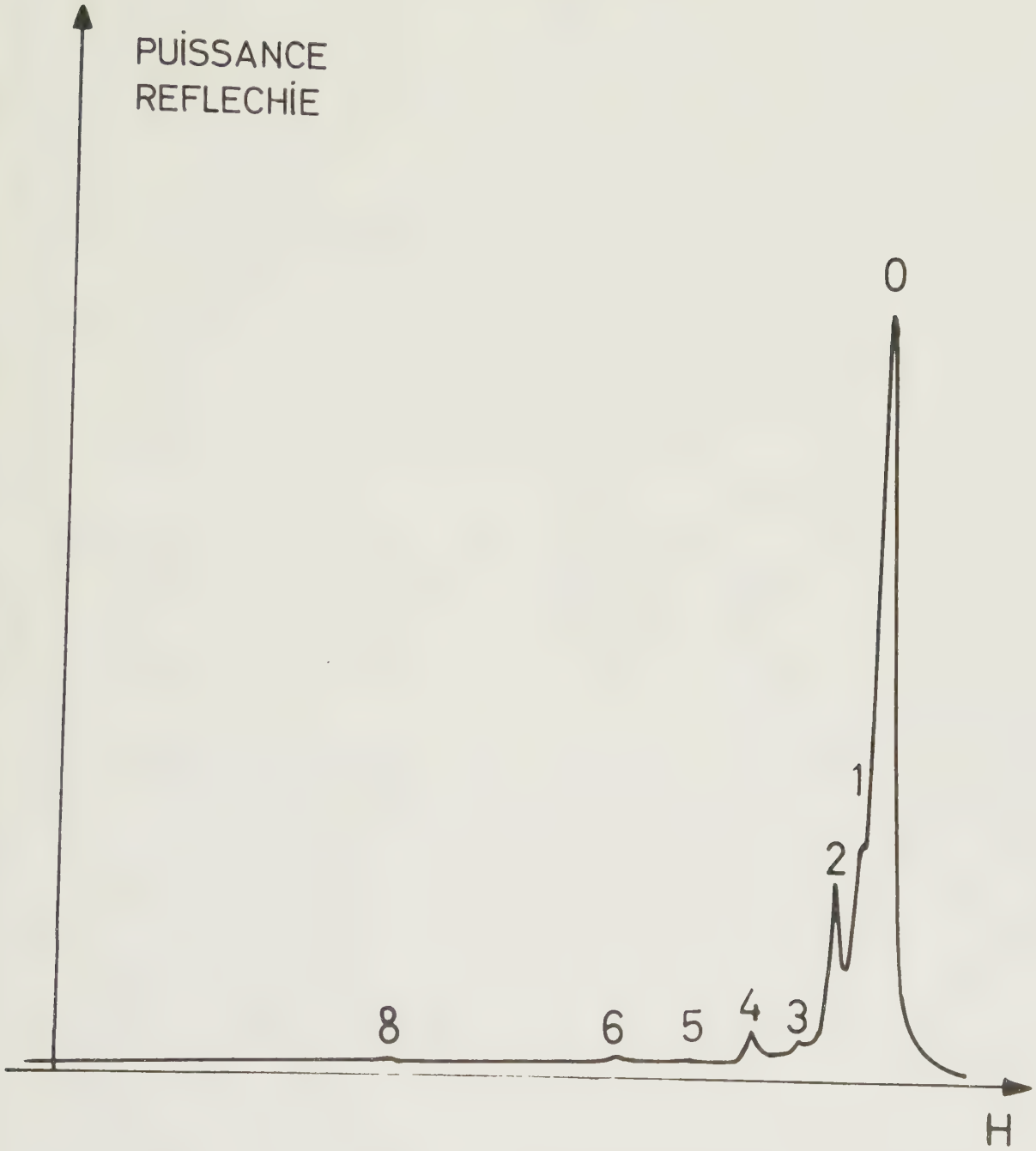


FIG. XVI

La figure XIII représente les deux types de cavité que nous avons utilisés : le mode TE_{012} permet d'attaquer le film symétriquement, alors que le mode TE_{111} conduit à une asymétrie, un des dioptres limitant le film devenant un dioptre métal-métal. Dans les deux cas le film se trouve dans un zéro de champ électrique. En pratique nous n'avons constaté aucune différence entre les spectres relevés dans l'un ou l'autre type de cavité et nous avons utilisé couramment le mode TE_{111} qui donne une meilleure sensibilité.

La figure XIV représente un schéma synoptique du spectromètre homodyne employé. Le signal réfléchi par la cavité est mélangé avec une partie du signal incident, de façon à annuler la tension lue par le cristal détecteur en l'absence de résonance, et à éliminer le bruit de la diode. Seule subsiste alors la microphonie du pont de phase. Le signal détecté attaque ensuite un détecteur synchrone classique. Le klystron est asservi sur la cavité de mesure ce qui permet de n'enregistrer que la composante d'absorption du spectre. Enfin les champs sont mesurés par l'intermédiaire d'un appareil à résonance nucléaire.

Deux spectros de ce type ont été montés, l'un en bande X (8 800 MHz) l'autre en bande KU (17 500 MHz). Les résultats exposés au chapitre IV ont été obtenus en bande X, alors que ceux des chapitres V et VI ont été obtenus en bande KU, ce qui permettait d'observer un plus grand nombre de modes sur des films d'épaisseur donnée.

A titre d'exemple, la figure XV représente un spectre d'ondes de spins stationnaires (sans passer par le détecteur synchrone) et la numérotation adoptée. Le premier mode, numéroté zéro est également appelé mode uniforme, car il correspond à une distribution presque uniforme de l'aimantation. Ensuite les amplitudes des modes de même parité décroissent très rapidement avec l'ordre et il faut une sensibilité assez élevée pour arriver à détecter les modes d'ordre élevé et à repérer leur position dans de bonnes conditions. L'expérience a montré qu'une raie pouvait être repérée à $\mp$ 0,2 Oe près pour une largeur de raie de l'ordre de 50 Oe.

Toujours sur la figure XV, on remarquera l'alternance des intensités entre les modes pairs, possédant une distribution symétrique de l'aimantation dans l'épaisseur du film, et les modes impairs correspondant à une distribution antisymétrique de l'aimantation.

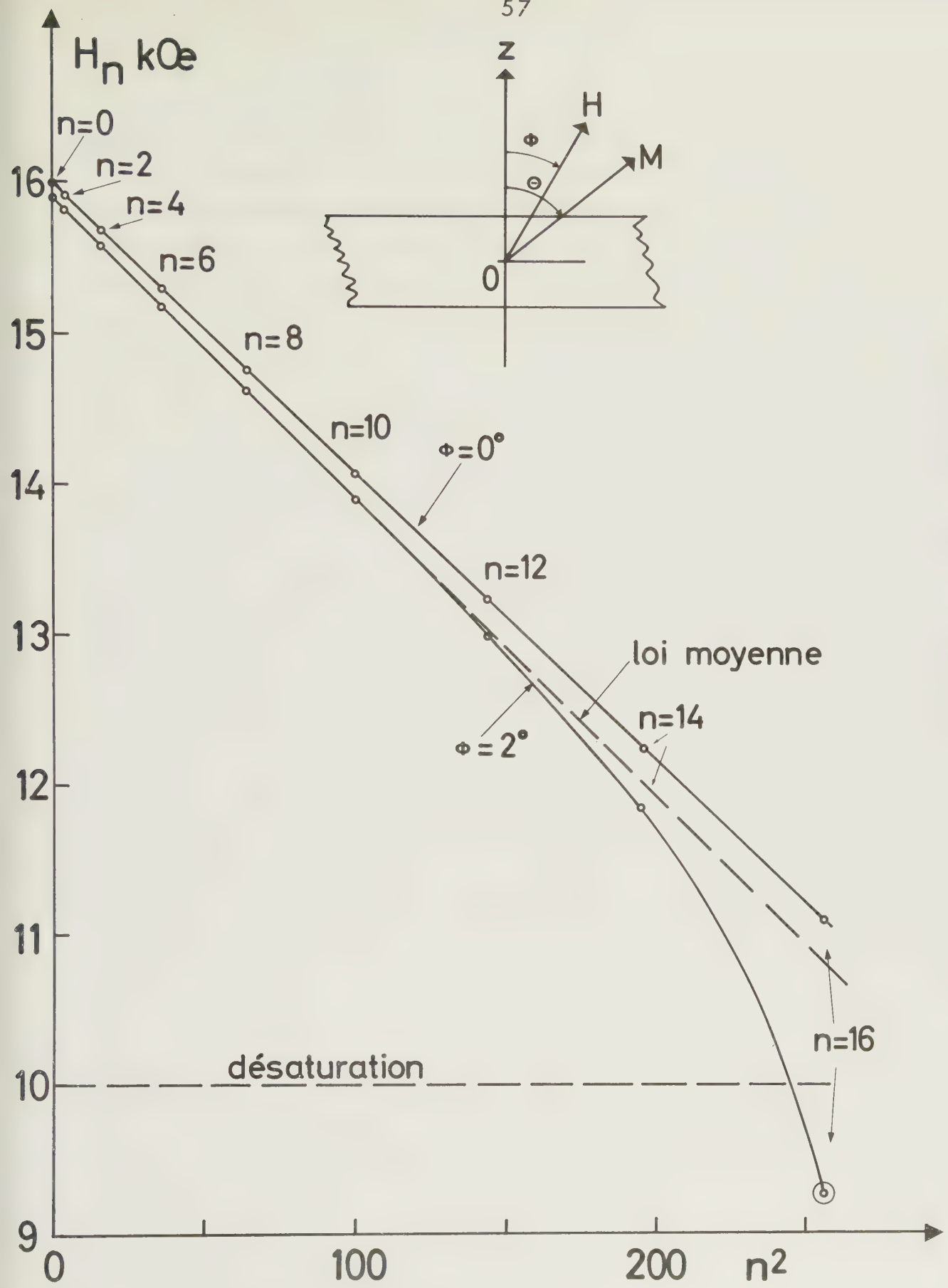

H_n kOe
16
15
14
13
12
11
10
9
0
100
200
n^2
n=0
n=2
n=4
n=6
n=8
n=10
n=12
n=14
n=16
Φ=0°
Φ=2°
loi moyenne
désaturation
z
H
M
Φ
Θ
0

Fig. XVII

La grande dynamique nécessaire pour observer tous les modes d'un film donné est à l'origine de notre réserve en ce qui concerne les renseignements que l'on peut obtenir à partir d'une étude des intensités. D'une part celles-ci peuvent être difficilement mesurées à mieux que 10 %. Ensuite il est nécessaire de faire intervenir de nombreuses corrections tenant compte de la largeur de raie des modes, de la loi de détection du cristal détecteur, du courant de polarisation parcourant ce cristal et de la non linéarité de la réponse de la cavité à une perturbation. Ces nombreuses corrections alourdissent considérablement les mesures, et amoindrissent encore la précision. Finalement on obtient la même information que celle que nous fournit directement la position des modes, à savoir le nombre efficace de longueurs d'onde, avec une précision bien moindre, de l'ordre de 20 à 50 %. Les mesures de champ nous donnent une précision de l'ordre de quelque % sur la même quantité.

Cette discussion jointe au fait qu'il n'existe pas de modèle théorique absolument certain pour interpréter l'évolution des intensités nous ont conduits à abandonner les mesures d'intensités pour interpréter les propriétés des films. Les quelques mesures que nous avons effectuées, permettent de dire que les intensités évoluent à peu près comme $1/n^4$ [19], ce qui est en accord avec notre modèle développé au paragraphe II.5.

Un dernier point important, qui peut affecter la valeur des mesures est l'orientation du champ magnétique appliqué, par rapport au plan du film. En utilisant les notations de la figure XVII, la position d'équilibre de l'aimantation est donnée par la relation suivante :

$$\text{III.2.1.} \qquad \frac{H}{4\pi M} \sin(\theta - \Phi) = \frac{\sin 2\theta}{2}$$

Pour θ et Φ petits la relation ci-dessus peut s'écrire sous la forme approchée

$$\text{III.2.2.} \qquad \theta = 2\Phi u \left| 8(u-1)^3 + 9\Phi^2(4u^2 - 1) \right|^{-\frac{1}{3}}$$

avec $\qquad u = \frac{H}{4\pi M} > 1$

On voit que la relation entre θ et Φ change de nature pour u=1 c'est à dire pour des champs voisins de la désaturation du film. Dans cette région l'angle θ de l'aimantation par rapport à la normale, varie très rapidement avec l'angle Φ du champ appliqué et il en sera de même pour le champ interne. La relation de dispersion est donnée par la formule (I.4.3.) :

$$\Omega^2 = |\Omega_H + \Omega_e k^2 + \sin^2\theta| \; |\Omega_H + \Omega_e k^2|$$

où

$$\Omega_H = \frac{\vec{H}_i . \vec{M}}{4\pi M^2} = u \cos(\theta - \Phi) - \cos^2\theta$$

Toujours pour de petits angles cette relation de dispersion s'écrit :

$$\text{III.2.3.} \quad H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - \frac{2Ak^2}{M} - 4\pi M\Phi^2 \frac{2u(3u-1)}{|8(u-1)^3 + 9\Phi^2(4u^2-1)|^{\frac{2}{3}}}$$

La figure XVII représente qualitativement la modification apportée au spectre par une légère désorientation : la loi moyenne reste quadratique, mais la pente subit une modification d'autant plus importante que la moyenne est effectuée plus près de la désaturation.
Les modes d'ordre élevé ne suivent plus la loi moyenne et l'écart augmente très rapidement au voisinage de la désaturation. La position de ces modes constitue ainsi un très bon repère pour ajuster l'orientation du film par rapport au champ et pour contrôler la désorientation en cours d'expérience.

III.3 Basses températures.

L'appareillage destiné aux mesures à basses températures se compose d'un cryostat, du spectromètre hyperfréquence présenté au paragraphe précédent et fonctionnant en bande KU, et d'un électroaimant permettant d'obtenir des champs assez intenses (18 kOe) malgré l'entrefer important. Le cryostat est du type statique à gaz d'échange. Dans l'enceinte centrale une pression ajustable d'hélium gazeux est refroidie sur les parois portées à la température de l'hélium liquide. Cet hélium vient ensuite refroidir la cavité de mesure qui comporte également un enroulement chauffant et une diode à l'arséniure de gallium pour mesurer la température.

Un ensemble électronique extérieur, entièrement réalisé au Laboratoire permet de réguler la température de la cavité à mieux que 0,1 degré près entre 6°K et 400°K. Ce système de régulation a fait l'objet d'une licence et est commercialisé actuellement par la firme MERIC.

L'électroaimant muni de pièces polaires spéciales permet d'obtenir 18 kOe dans un entrefer de 100 mm avec une bonne homogénéité et les champs peuvent donc être mesurés par résonance nucléaire. L'alimentation de 40 kW utilise un tiroir Servogauss Thomson ce qui permet de réguler le champ magnétique dans l'entrefer et diminue considérablement le temps de réponse de l'aimant (de l'ordre de 0,1 Sec au lieu de 20 sec). La rapidité et la qualité des mesures de champ s'en trouvent ainsi grandement accrues.

Le spectro a subi quelques modifications : un bras de compensation a été ajusté de façon à éliminer les rotations de phase dues au changement de fréquence de la cavité avec la température, les cristaux détecteurs classiques, assez fragiles, ont été remplacés par des diodes Schottky beaucoup plus robustes et dont le facteur de bruit est bien meilleur pour les fréquences de modulation employées.

L'ensemble cryostat-spectromètre est disposé sur un plateau tournant au-dessus de l'aimant, ce qui permet un réglage très précis de l'orientation des films (l'erreur par rapport à l'orthogonalité parfaite entre le film et le champ est inférieure à une dizaine de minutes).

CHAPITRE IV

INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES

IV.1 Influence des paramètres de préparation.

Vide

Dans un groupe de pompage classique, il a été montré que les propriétés magnétiques des films restent très peu productibles quand la pression partielle régnant dans l'enceinte pendant le dépôt dépasse 10^{-5} Torr. [20] [21] [22].

Le groupe dont nous disposions nous a permis de déposer les films sous une pression partielle inférieure à 10^{-6} Torr, et nous avons pu constater que les films préparés au cours d'un même dépôt présentaient des propriétés identiques. Les films déposés dans les mêmes conditions, mais au cours de deux dépôts successifs présentaient également des caractéristiques très semblables (par exemple l'aimantation était reproductible à 1% près). Nous avons donc pu envisager d'étudier l'influence des autres paramètres de préparation tels que la température des supports et la vitesse de dépôt.

A titre indicatif, une analyse des gaz résiduels effectués pendant le dépôt des films donne une pression d'oxygène inférieure à 10^{-8} Torr, or Paul et Hanson [21] ont montré qu'il fallait des pressions d'oxygène supérieures à 10^{-6} Torr pour observer une altération des propriétés magnétiques des films. Les autres gaz présents sont beaucoup moins réactifs vis-à-vis des matériaux utilisés.

Composition.

La composition chimique des films d'un alliage binaire, préparés par évaporation sous-vide, peut être affectée par un grand nombre de paramètres : la composition de départ, la température de la source, la quantité de matériau évaporé, les coefficients de condensation respectifs des deux constituants. La théorie de l'évaporation des alliages fer-nickel a été faite par Zinmeister [23] : ces alliages ne suivent pas la loi de Raoult, et il est nécessaire de corriger les pressions partielles du fer et du nickel correspondant à la température du creuset, par des coefficients d'activité

qui dépendent de la composition et également de la température. Pour un alliage de départ contenant 17 % de fer, nos films montrent un enrichissement en fer et contiennent 19,2 % ± 0,2 % de fer. Ce résultat est en parfait accord avec la théorie de Zinmeister et avec les mesures des coefficients d'activité de Zellars [24]. L'aimantation à saturation ($4\pi M$ = 10 200 gauss) correspond à celle d'un matériau massif de même composition.

Toujours d'après la théorie de Zinmeister, la composition du film dépend de la quantité de matériau évaporée, par exemple au cours des dégazages du creuset précédant le dépôt proprement dit. Dans le cas particulier du Permalloy cet effet est négligeable, l'appauvrissement en fer du creuset étant relativement faible. Un calcul montre que la composition ne change que de 1 % quand on évapore 40 % de la charge du creuset.

En ce qui concerne les coefficients de condensation du fer et du nickel, il n'existe que très peu de références. Prosen [25] a montré qu'en dissolvant des films déposés sur des lamelles de verre, il subsistait sur ces dernières un composé insoluble contenant du fer. Plus récemment Oldfield [26] a montré par des mesures très précises de composition que celle-ci variait avec l'épaisseur du film. Il a interprété ce résultat en admettant qu'au départ les coefficients d'accrochage du fer et du nickel sont différents, et qu'il se constitue une couche de composition différente dont l'épaisseur est inférieure à l'épaisseur critique où le film devient continu.

L'influence d'une telle couche est faible sur des paramètres globaux tels que l'aimantation ou la composition moyenne du film. Par contre cette couche peut avoir une influence très importante sur les spectres de dispersion si elle possède des propriétés magnétiques.

Température des substrats.

Nous avons utilisé comme substrats des lamelles de verre possédant un état de surface excellent. Les répliques de la surface examinées au microscope électronique n'ont pu faire apparaître aucun relief, ce qui nous permet d'affirmer que la taille des irrégularités de surface est certainement très inférieure à la centaine d'angströms. Le coefficient d'expansion thermique de ces substrats est un peu inférieur à celui du Permalloy, et les films sont probablement en extension à la température ambiante. Mais comme la composition utilisée est très voisine de celle qui possède une magnétostriction nulle, l'effet de ces tensions reste négligeable.

T °C	150	200	250	300	350
ΔH_o Oe	106	70	100	90	100
ΔH_6 Oe	60	47	50	45	150
$4\pi M$ Oe	9600	10100	10250	10450	10300

TABLEAU I

V Å/s	0,5	3	20
ΔH_o Oe	90	90	90
ΔH_6 Oe	100	45	60
$4\pi M$ Oe	10400	10450	10000

TABLEAU II

En premier lieu nous avons étudié l'influence du nettoyage des substrats. Trois traitements utilisant des solvants différents ont été employés, mais aucun effet sur les propriétés caractéristiques des films n'a pu être constaté.

Le tableau I montre l'influence de la température du substrat pendant le dépôt sur les propriétés de films déposés à la même vitesse et possédant la même épaisseur. L'aimantation varie peu pour des températures comprises entre 200° et 350° et correspond à celle du matériau massif de même composition. Par contre à 150° on observe une chute assez importante de l'aimantation. On peut voir également que les largeurs de raies des ondes de spins stationnaires s'accroissent notablement aux deux extrémités de la gamme de température étudiée. Sur la figure XVIII on a reporté ces largeurs de raies en fonction du carré de l'ordre des modes, pour les films déposés à 200° et à 350°. On peut voir que si les largeurs de raies sont constantes pour le film déposé à 200°C, elles augmentent proportionnellement à n^2 pour le film déposé à 350°. Cet amortissement des ondes de spins peut être relié à une dispersion du paramètre $\frac{2A}{M}$ ou à une dispersion de l'épaisseur du film, ces deux hypothèses conduisant à un accroissement de la largeur de raie proportionnelle à n^2.

Par contre une dispersion des conditions aux limites ne peut pas engendrer un tel effet, car les différents modèles examinés au chapitre II déplacent les modes d'une quantité constante par rapport à l'ordre n, en première approximation.

Les films déposés à 350°C possédaient un aspect un peu voilé alors que les films déposés à plus basse température étaient parfaitement réflecteurs. Au microscope optique nous avons décelé un grand nombre de défauts à peine perceptibles et, en conséquence, avons attribué la cause de l'accroissement des largeurs de raies à une irrégularité de l'épaisseur du film. En supposant une distribution gaussienne de l'épaisseur, on peut faire correspondre aux films déposés à 350° un écart type de 150 Å.

D'autres auteurs ont constaté également un accroissement important de la taille des cristallites dans les films déposés au-dessus de 350°C. Wiedenmann [27] indique une taille moyenne de l'ordre de 500 Å pour ces films et Chambers [28] estime le rapport entre la taille des cristallites et les irrégularités de surface à 0,35.

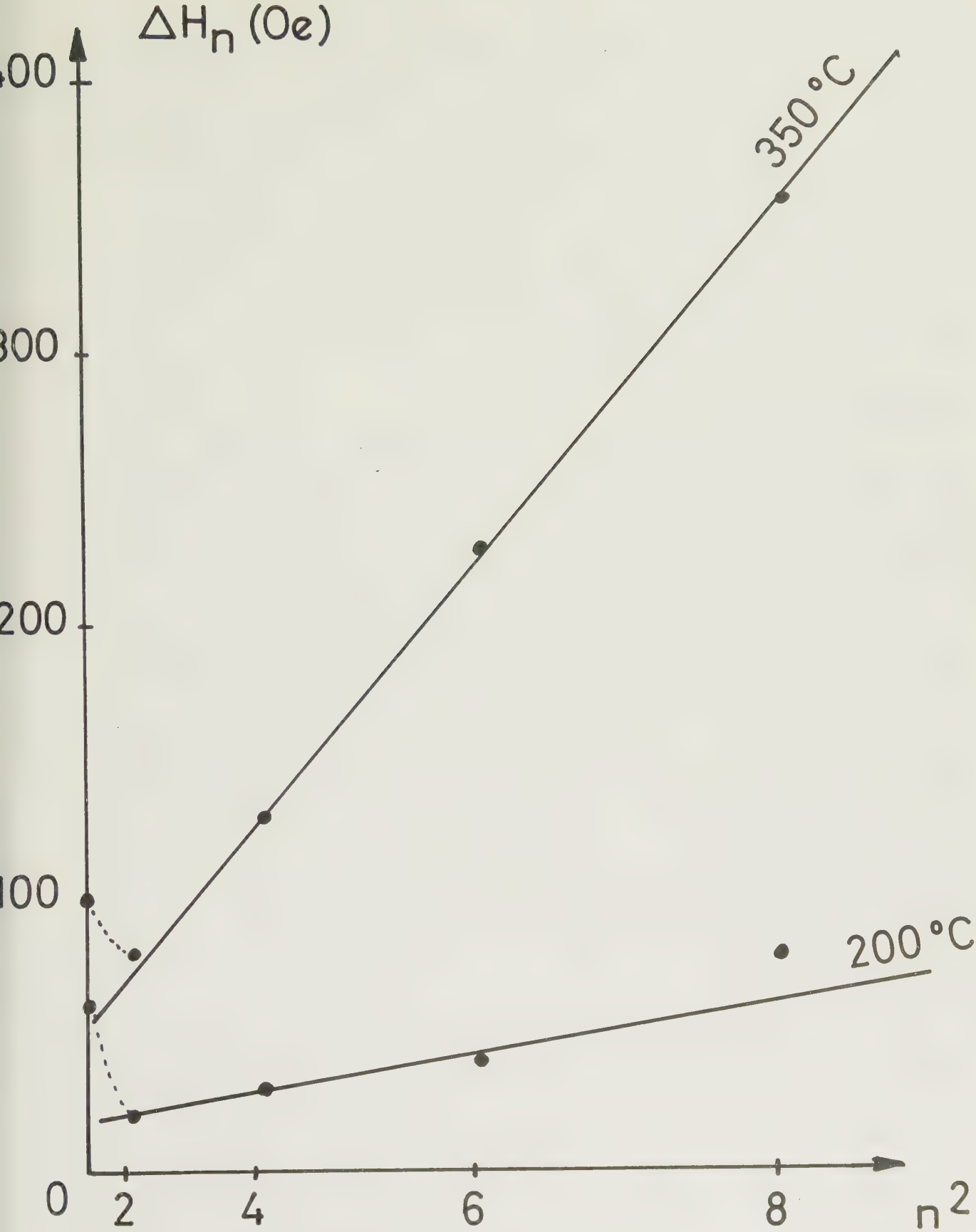


FIG. XVIII

On obtiendrait ainsi des irrégularités de surface de l'ordre de 170 Å ce qui correspond assez bien à l'écart type déterminé plus haut.

Les films déposés à 150°C présentaient également le même phénomène d'accroissement quadratique des largeurs de raies, bien qu'à un degré moindre. De plus leur aimantation était nettement inférieure à la valeur moyenne caractéristique des autres films. Nous pensons que, dans ce cas, il est plus plausible d'attribuer ces deux effets à une dispersion des paramètres du matériau tels que l'aimantation et la constante d'échange, dispersion due à une cristallisation imparfaite qui est un phénomène classique dans les films déposés à basse température.

Température du creuset.

Le dernier paramètre dont nous avons étudié l'influence a été la température de la source. Celle-ci contrôle les pressions partielles du fer et du nickel et en conséquence permet de faire varier la vitesse de dépôt. On peut s'attendre également à un léger enrichissement en fer de l'alliage déposé quand la température de la source augmente |29|.

Cette température étant malaisément mesurable, nous avons pris comme repère la vitesse de dépôt, elle-même déterminée par le changement de fréquence d'une microbalance à quartz placée in situ.

Le tableau II montre qu'à faible vitesse on observe des résultats assez semblables à ceux des films déposés à haute température : aimantation élevée et largeurs de raies croissant quadratiquement avec l'ordre. Les films déposés à grande vitesse, donc pour une température du creuset assez élevée, sont caractérisés par une chute de l'aimantation, contrairement à l'effet escompté d'un enrichissement en fer, et par des largeurs de raies presque constantes avec l'ordre.

Conclusion.

Les résultats exposés au cours de ce paragraphe sont qualitativement en accord avec les théories développées par Chopra |30|. Dans un bon vide, deux phénomènes entrent en compétition au cours de la formation des films : d'un côté les atomes atteignent la surface du film à un certain rythme qui dépend des conditions d'évaporation ; d'autre part il peut s'écouler un certain temps avant qu'un atome situé à la surface n'occupe un site stable correspondant à une croissance correcte du cristallite en formation. Ce temps dépend en particulier de la température du support. Qualitativement, si le temps séparant l'arrivée de deux atomes est supérieur au temps de passage

H_n kOe
13
12
11
0
20
40
60
n^2
600 Å
1000 Å
1350 Å
1600 Å
2000 Å
2500 Å
3000 Å

FIG. XIX

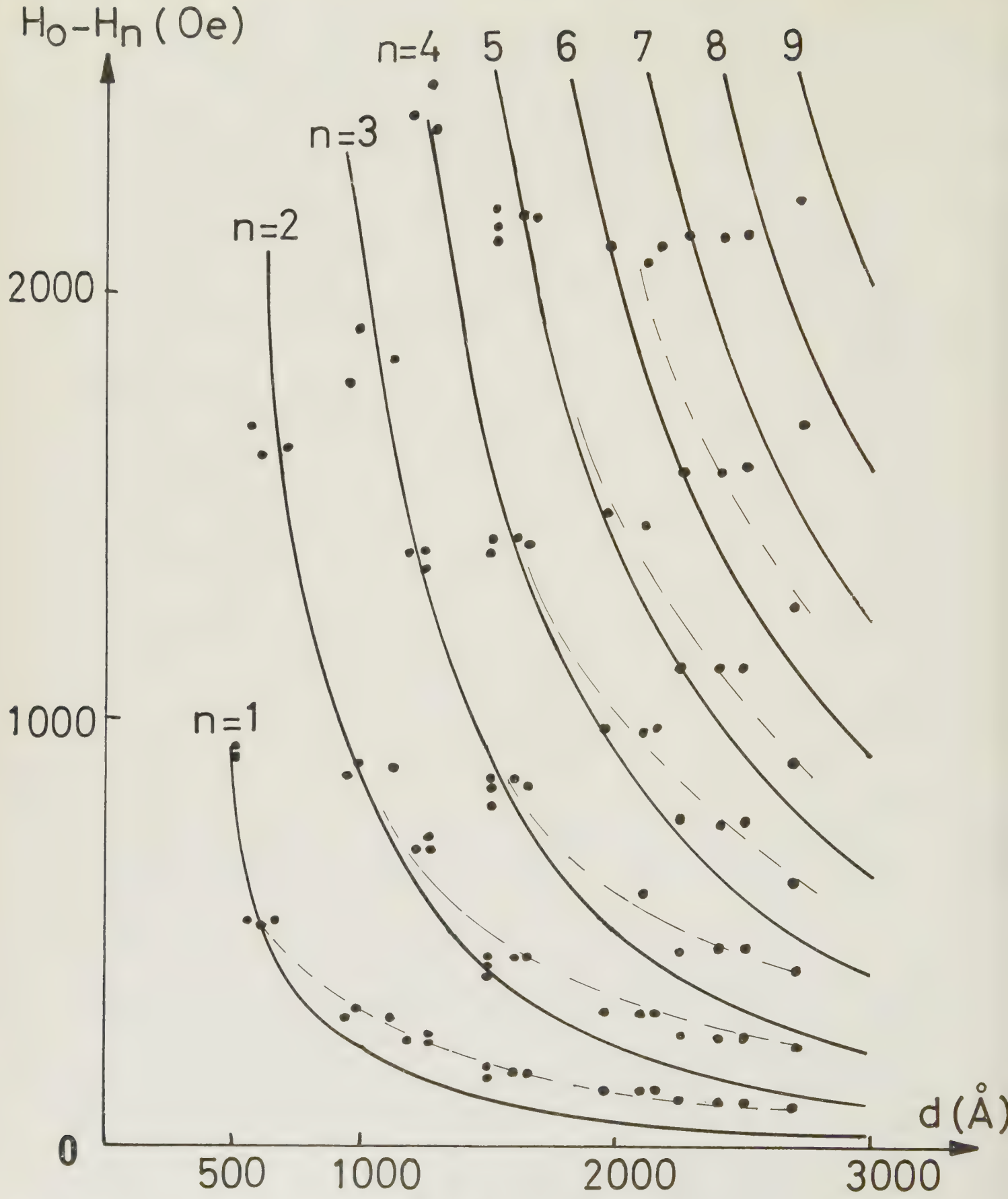


FIG.XX

à l'équilibre thermodynamique de ces atomes, nous aurons des films bien cristallisés, dont les propriétés seront celles du matériau massif et dont l'état de surface pourra être assez irrégulier, si la taille des cristallites est importante. Ce cas semble bien correspondre aux films déposés entre 300 et 350° ou à des vitesses faibles de l'ordre de quelques angströms/seconde. Dans le cas contraire, les films seront constitués de petits cristallites mal formés et leurs propriétés seront assez différentes de celles du matériau massif. Ces films présenteront cependant un état de surface assez bon. Ce cas semble correspondre à nos films déposés à température assez basse ou à vitesse élevée.

Notre objectif étant l'étude des ondes de spins, les conditions les plus intéressantes sont celles qui conduisent d'une part à des films possédant un bon état de surface de façon à ce que les ondes de spins soient bien définies, et d'autre part à des propriétés pas trop éloignées de celle du matériau massif. Nous avons choisi une vitesse assez élevée (10 Å/sec) et une température moyenne pour le support (200°C).

Les films ainsi obtenus possédaient un bon état de surface et des ondes de spins dont la largeur de raie était presque constante avec la longueur d'onde. L'aimantation était assez proche de celle du matériau massif.

IV.2 Influence de l'épaisseur sur les spectres d'ondes de spin.

Plusieurs études ont été publiées sur la position des modes en fonction de l'épaisseur des films $|^{20}|$ $|^{31}|$ $|^{32}|$ $|^{33}|$. Le petit nombre de films étudiés, leur qualité incertaine et l'emploi de conditions aux limites grossières ont juste permis de fixer un ordre de grandeur de la constante d'échange. Nous disposions de films dont la préparation avait été optimalisée en fonction des propriétés mesurables en hyperfréquence et il nous a semblé intéressant de reprendre une telle étude.

La gamme d'épaisseur explorée est située entre 500 et 2 800 Å, et pour chaque épaisseur trois films ont été évaporés simultanément afin de pouvoir disposer d'une valeur moyenne. Ceci nous a surtout été utile pour les mesures d'épaisseurs, sur lesquelles l'incertitude relative est très supérieure à celle des mesures de champ magnétique et aux irreproductibilités des films.

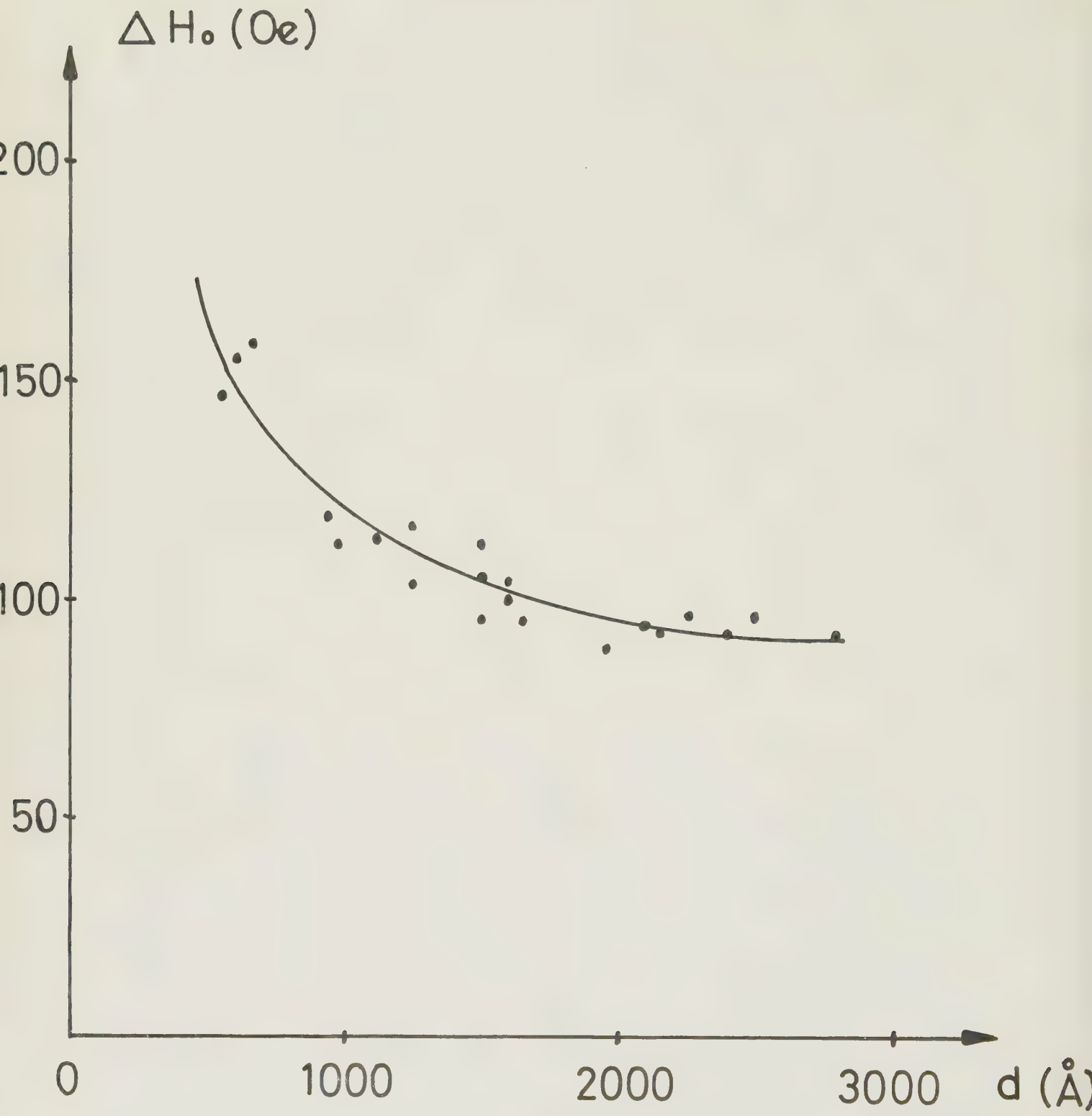


FIG. XXI

La figure XIX représente un échantillonnage des relations de dispersion de ces films. Les lois suivies sont quadratiques, ce qui nous place dans les conditions justifiant les approximations du paragraphe II.6. Sur la figure XX nous avons reporté les écarts entre le mode uniforme et chacun des modes d'onde de spin stationnaire, en fonction de l'épaisseur des films.

Les courbes en traits pleins (+) représentent les positions théoriques de ces modes, si les films étaient parfaits : champ interne homogène, pas de couche magnétique superficielle ni d'anisotropie de surface.

Les modes d'ordre faible s'écartent systématiquement des courbes théoriques, ce qui montre la faiblesse d'un tel modèle.

A partir de chaque relation de dispersion expérimentale, nous avons déterminé la quantité ΔH_o, définie au paragraphe II.6, qui caractérise les conditions aux limites. La figure XX représente l'évolution de ΔH_o avec l'épaisseur des films, la loi suivie pouvant être rapprochée d'une loi empirique du type :

$$\Delta H_o = \frac{a}{d} + b$$

Une telle loi ne peut pas être interprétée si on considère des films homogènes doués d'anisotropie de surface, cette dernière ne pouvant donner naissance qu'à un terme inversement proportionnel à l'épaisseur. Elle peut être interprétée au moyen des deux modèles simples suivants :

- le film est inhomogène et il possède une anisotropie de surface. Les valeurs des paramètres a et b conduisent alors à une anisotropie de surface de 0,04 erg/cm^2 et à une inhomogénéité d'aimantation de l'ordre de 210 Oe. Ces valeurs correspondent assez bien aux ordres de grandeurs proposés aux paragraphes II.2 et II.3.
- le film est inhomogène et il possède une couche superficielle magnétique. Dans ce cas les paramètres inconnus sont trop nombreux pour être déterminés à partir des coefficients a et b.

Un argument en faveur du dernier modèle aurait été de voir si la constante d'échange mesurée variait avec l'épaisseur. Malheureusement, les mesures d'épaisseur sont trop imprécises pour cela et seule une valeur moyenne a pu être obtenue :

$$A = 0{,}9.10^{-6} \text{ erg/cm.}$$

cette valeur est en accord avec les références récentes [34] [35].

(+) ce réseau résulte d'un calcul de moindres carrés portant sur l'ensemble des points de mesure.

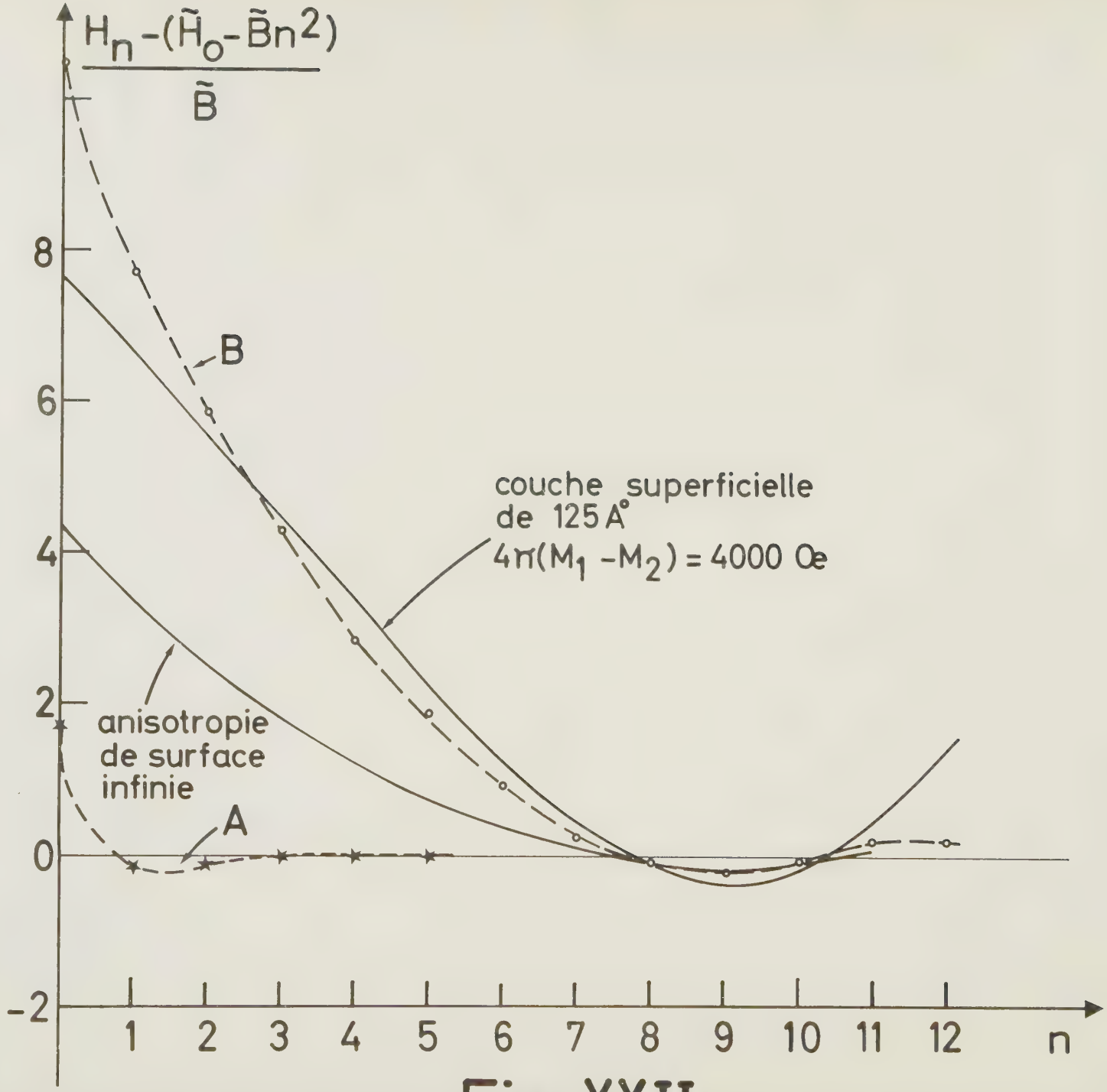

$\frac{H_n-(\tilde{H}_o-\tilde{B}n^2)}{\tilde{B}}$
8
6
4
2
0
-2
B
couche superficielle
de 125 Å
$4\pi(M_1-M_2)=4000$ Oe
anisotropie
de surface
infinie
A
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
n

Fig. XXII

IV.3 Relation de dispersion des films épais.

La méthode décrite au chapitre II, permettant d'étudier les relations de dispersion quand un grand nombre de modes est visible, a été utilisée pour analyser des films relativement épais. Cette méthode consiste à déterminer la loi quadratique moyenne suivie par les modes d'ordre élevé :

$$H_n = H_o - Bn^2$$

puis à étudier les écarts entre les modes et cette loi moyenne, soit la quantité :

$$\Delta = H_n^{exp} - | H_o - B\, n^2 |$$

On trouve deux types de comportement différents que nous avons représentés sur la figure XXII.

La majorité des films présente un comportement caractérisé par la courbe A, relative à un film de 3 000 Å mesuré à 17 GHz. Les écarts sont négatifs sauf celui du mode uniforme $|n = 0|$. Nous avons vu au chapitre II qu'un tel comportement est caractéristique d'un film présentant une inhomogénéité de champ interne. Une telle inhomogénéité n'influe pas sur la pente de la relation de dispersion et on peut donc déduire la constante d'échange de cette pente par la formule :

$$B = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{d^2}$$

En supposant que l'inhomogénéité est de forme parabolique, on peut dire qu'en moyenne elle correspond à une variation d'aimantation entre le centre et le bord du film qui ne dépasse pas quelques pourcents.

Le second type de film est plus rare et semble caractériser des films plus épais. La courbe B représente le comportement d'un tel film de 5 000 Å mesuré à 17 GHz. Nous avons représenté en traits épais la limite correspondant à une anisotropie de surface infinie, qui prévoit des écarts nettement inférieurs à ceux que l'on observe dans ce second type de film. Seul un modèle à couches superficielles magnétiques permet de prévoir des écarts aussi importants comme le montre la courbe en traits interrompus, calculée pour deux couches superficielles de 125 Å d'épaisseur et une aimantation de 4 000 Oe, l'anisotropie à la surface de ces couches étant supposée nulle et le couplage d'échange avec le Permalloy complet.

Pour ce second type de film, la pente de la loi quadratique moyenne ne correspond plus de façon simple avec la constante d'échange, et cela peut expliquer pourquoi les premiers auteurs trouvaient des valeurs très dispersées de cette constante à propos du même matériau.

Le chapitre suivant est consacré à la vérification expérimentale de ce modèle à couches superficielles ferromagnétiques.

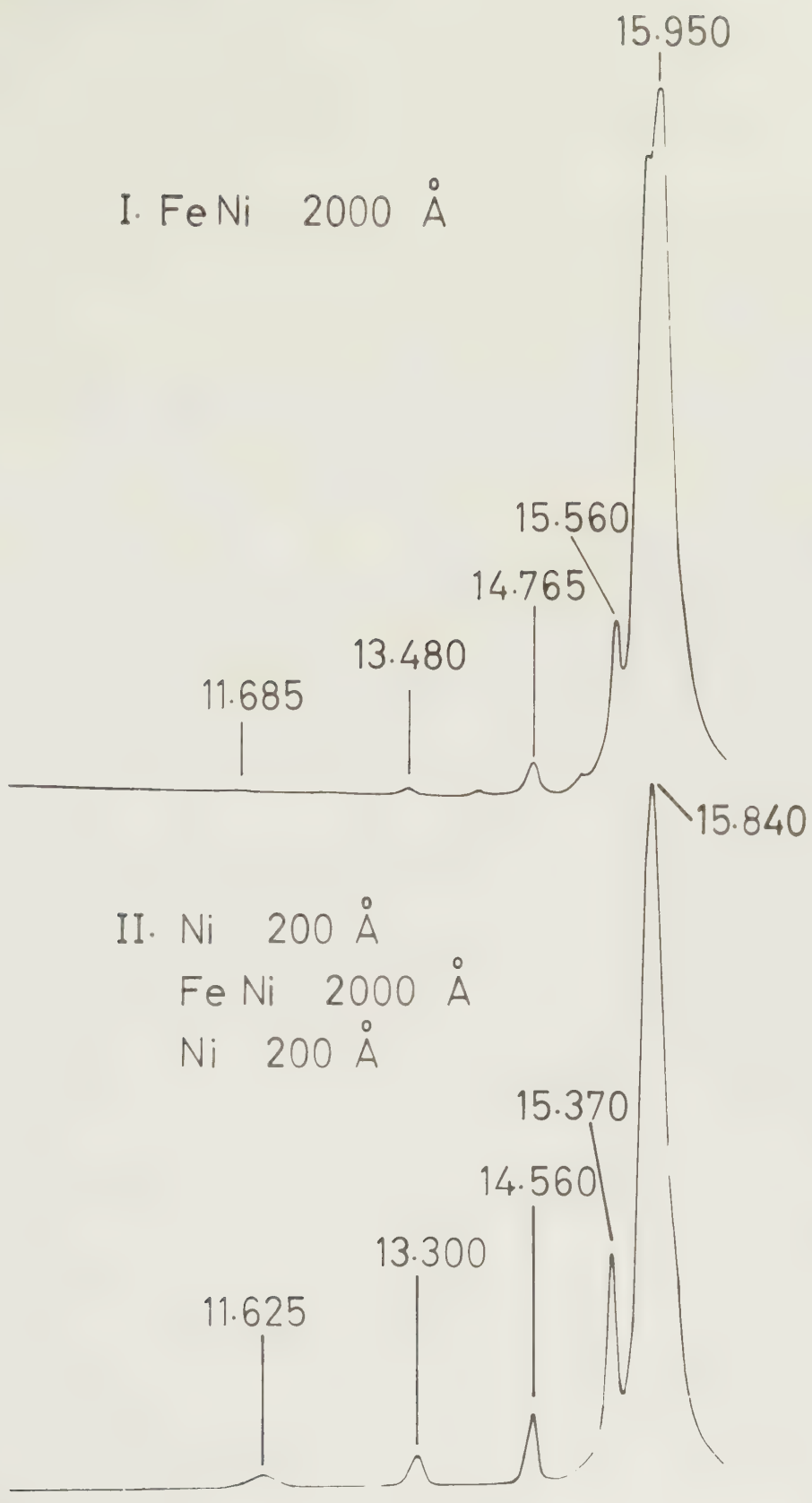

15.950
I. Fe Ni 2000 Å
15.560
14.765
13.480
11.685
15.840
II. Ni 200 Å
Fe Ni 2000 Å
Ni 200 Å
15.370
14.560
13.300
11.625

Fig. XXIII

CHAPITRE V

INFLUENCE D'UNE COUCHE DE SURFACE MAGNETIQUE

Au cours de ce chapitre nous examinerons les résultats observés sur des films de Permalloy limités de part et d'autre par des couches très minces d'un autre métal ferromagnétique. Nous présentons ces résultats ici, dans le but de voir dans quelle mesure la théorie exposé au paragraphe II.4 est vérifiée, et peut être utilisée pour interpréter les spectres observés sur certains type de films, tels que celui de la figure XXII ou tels que les films épitaxiés utilisés dans les mesures aux basses températures.

Couches superficielles de nickel.

L'aimantation du nickel étant plus faible que celle du Permalloy, une couche superficielle de nickel restera saturée perpendiculairement dans toute la gamme de champ magnétique où le Permalloy est saturé, et où apparaissent les ondes de spins stationnaires. La théorie exposée au paragraphe II.4 peut donc s'appliquer et les résultats ont pu être analysés quantitativement.

Les mesures ont porté sur deux séries de films où l'épaisseur 2d du Permalloy était respectivement de 2 000 Å et 3 000 Å. Deux couches superficielles symétriques d'épaisseur e étaient situées de part et d'autre de ce film de Permalloy avec e = 0 Å, 100 Å, 200 Å pour les deux séries. Chaque série a été préparée au cours du même cycle d'évaporation, le nickel et le Permalloy étant évaporés à partir des deux creusets disponibles dans l'enceinte, ceci dans les conditions habituelles de dépôt définies au chapitre IV.

Les résultats sont qualitativement reproductibles pour tous les films des deux séries et nous ne présentons l'analyse quantitative que sur l'un d'entre eux.

La figure XXIII représente le spectre d'un film témoin (e = 0 Å) comparé à celui d'un film sandwich de la même série (e = 200 Å). On note un accroissement notable de l'excitation des modes dans ce dernier. Par ailleurs les champs de résonance des différents modes sont systématiquement inférieurs à ceux du film témoin. Cette figure montre l'effet des couches de nickel, caractérisé par un accroissement du blocage à la surface du film de Permalloy comme le prévoit la théorie (Fig. XI).

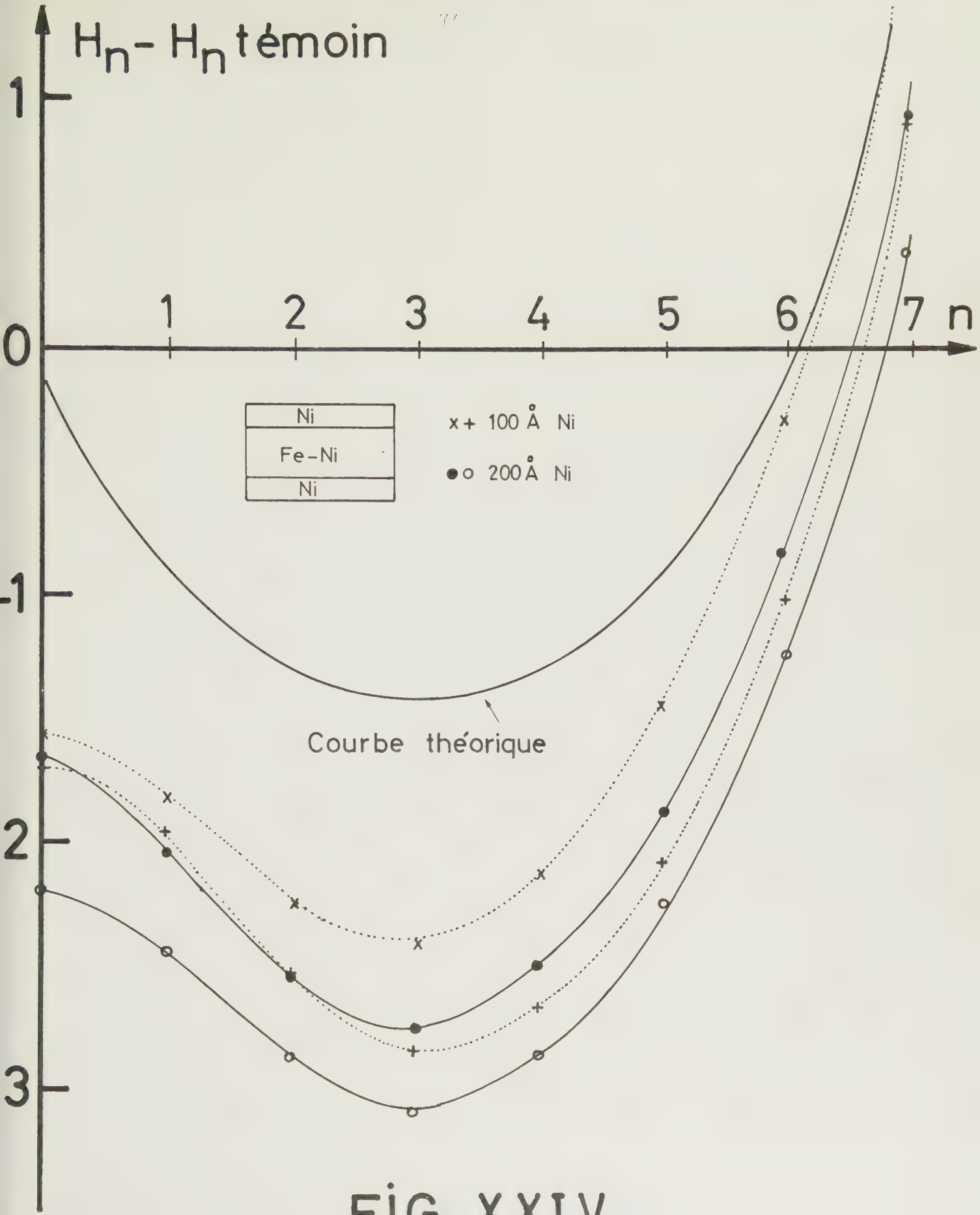

$H_n - H_n$ témoin
1
0
-1
2
3
1
2
3
4
5
6
7
n
Ni
Fe-Ni
Ni
x + 100 Å Ni
● o 200 Å Ni
Courbe théorique

FIG. XXIV

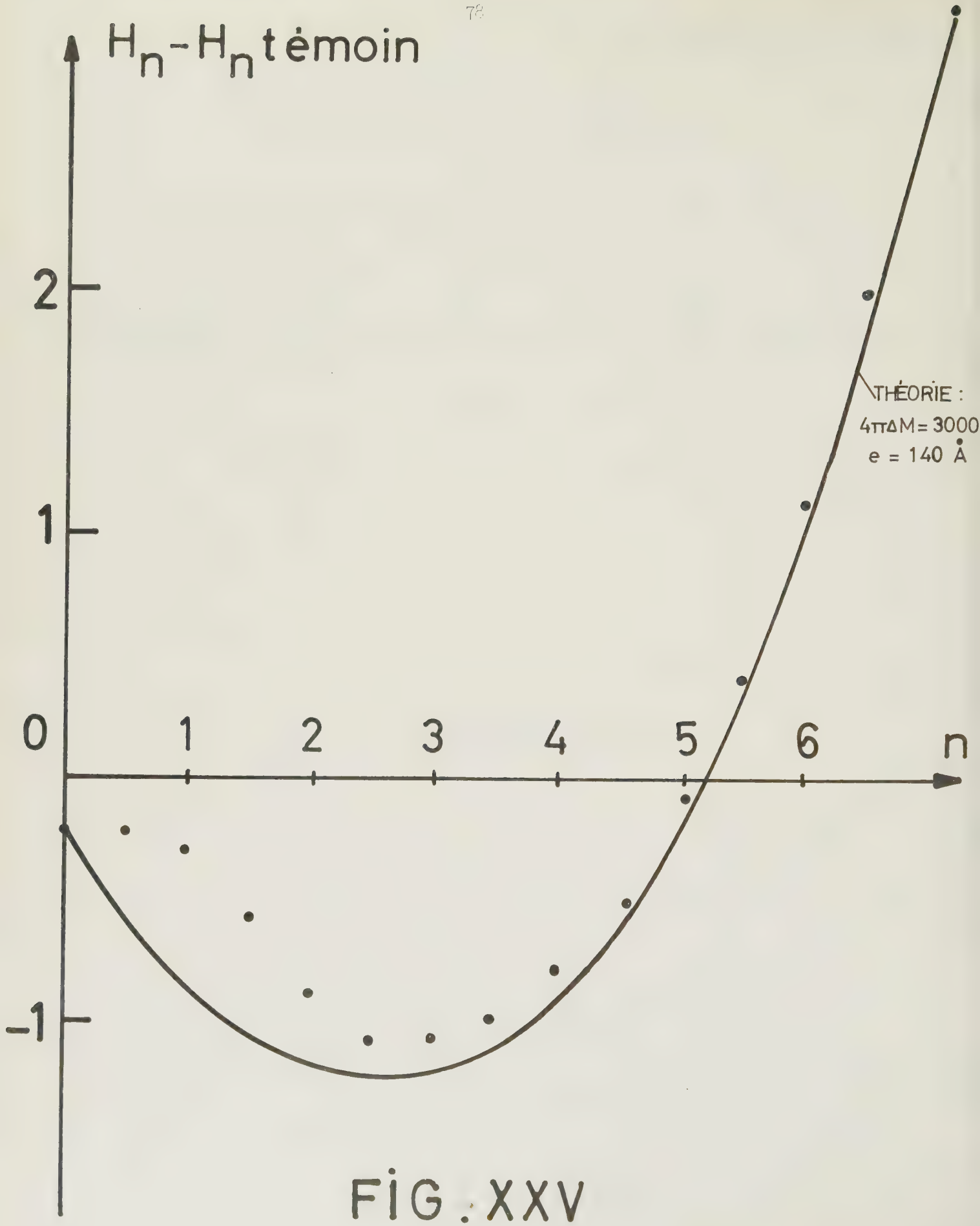


FIG. XXV

La figure XXIV représente l'évolution du shift des différents modes du film sandwich par rapport aux modes de même ordre du film témoin, ceci en fonction de l'ordre des modes.

La courbe théorique représente l'évolution théorique de ce même shift, calculée en résolvant simultanément les équations II.4.9, II.4.10 et II.4.11 avec les valeurs suivantes des différents paramètres : $4\pi M_1$ = 10 000 Oe, $4\pi M_2$ = 6 000 Oe, d = 1 500 Å, e = 200 Å, $\frac{A_1}{M_1} = \frac{A_2}{M_2} = 1{,}2.10^{-9}$ C.G.S., $K_s = 0$. Le couplage d'échange entre le Permalloy et le nickel a été supposé sans discontinuité par rapport au couplage d'échange à l'intérieur des deux matériaux, ce qui revient à négliger le terme $\frac{a}{A'}$. Les écarts entre expérience et théorie sont beaucoup trop importants pour être compensés en modifiant les valeurs des paramètres ci-dessus. En particulier le shift du mode uniforme (n = 0) est dix fois plus important que le shift maximum prévu par cette théorie. Ce désaccord apparent s'explique si on admet qu'une partie du nickel a diffusé dans le Permalloy et a modifié la composition de celui-ci par rapport au Permalloy du film témoin. L'effet d'un tel changement de composition est de déplacer l'ensemble du spectre d'une quantité constante. Par ailleurs le film sandwich restera soumis à l'action des couches superficielles résiduelles. Le mode uniforme est celui dont le shift, dû à l'action des seules couches superficielles, est le moins important et nous avons donc pu estimer les épaisseurs diffusées à partir de sa position.

Pour un film de 3 000 Å, comportant des couches superficielles de 200 Å, on constate un déplacement de ce mode uniforme correspondant à peu près au changement de composition engendré par la diffusion de deux tranches de nickel de 60 Å. Nous avons alors comparé les shifts expérimentaux, corrigés en fonction de ce changement de composition, aux shifts théoriques calculés pour un film de 3 000 Å soumis à l'action de couches superficielles de 140 Å (voir figure XXV). Si l'accord quantitatif est assez bon pour les modes d'ordre supérieur à 4 , on observe par contre une certaine distorsion pour les modes d'ordre inférieur. Le film témoin présentait un spectre classique, correspondant à un film inhomogène (voir figure XXVI), et pour une inhomogénéité de champ interne de forme parabolique (voir paragraphe II.3), on peut chiffrer une telle inhomogénéité à 5 % entre le centre et le bord du film.

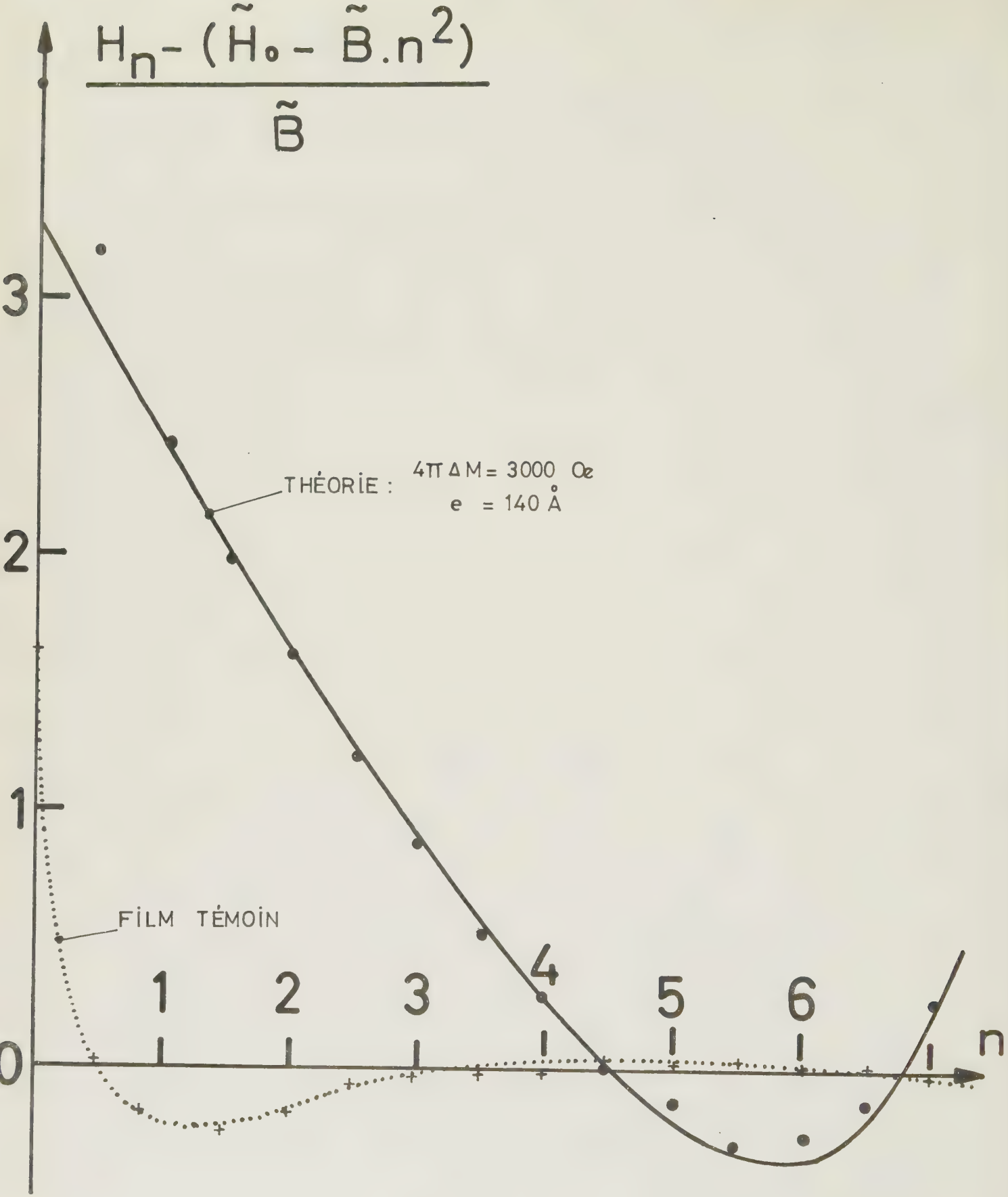

$\frac{H_n - (\tilde{H}_o - \tilde{B}.n^2)}{\tilde{B}}$
3
2
1
0
THÉORIE :
$4\pi\Delta M = 3000$ Oe
e = 140 Å
FILM TÉMOIN
1
2
3
4
5
6
n

FIG. XXVI

La distorsion observée pour les modes d'ordre faible sur la figure XXV s'explique si on admet que cette inhomogénéité observée dans le film témoin a disparu dans le film sandwich. On peut attribuer un tel état de fait à ce que l'inhomogénéité de champ interne du film témoin provient de la diffusion de gaz dans le métal, après la sortie à l'air des films par exemple, alors que les couches superficielles de nickel empêchent en grande partie une telle diffusion.

En résumé la comparaison directe entre les spectres des films sandwich et ceux des films témoins montre que la théorie exposée au paragraphe II.4 s'applique bien quantitativement en admettant les hypothèses suivantes :

- le nickel diffuse en partie dans le Permalloy du film sandwich.
- l'inhomogénéité de champ interne observée en général sur les films de Permalloy polycristallins n'existe pas dans un film sandwich.
- l'anisotropie de surface à la surface du nickel est nulle.
- le couplage d'échange ne subit pas de discontinuité à l'interface Permalloy-nickel.

Nous avons également déterminé les lois quadratiques moyennes ($H_n = H_o - Bn^2$) suivies par le film de la figure XXV et par le film théorique correspondant en appliquant une méthode de moindres carrés aux modes 8 à 14.

Nous avons reporté à la figure XXVI les écarts des différents modes par rapport à cette loi moyenne dans les deux cas, ce qui constitue une mesure de la courbure des relations de dispersion. On voit que l'accord est particulièrement bon entre les écarts théoriques et les écarts expérimentaux, et que la distorsion observée sur la figure XXV pour les modes d'ordre faible a disparu, ce qui prouve bien qu'elle était due uniquement au film témoin.

Enfin théoriquement le rapport entre la pente B du film sandwich et celle du même film sans couches superficielles est de 0,877 alors qu'expérimentalement le rapport entre la pente du film étudié et celle du film témoin est de 0,885, ce qui constitue un écart de 6 % sur la variation de cette pente entre théorie et expérience.

Discussion : La dispersion apparente des résultats que l'on remarque à la figure XXIV est due en grande partie à la variation d'un film à l'autre de la quantité de nickel diffusé dans le Permalloy. D'autre part de petites différences d'épaisseurs peuvent exister d'un film à l'autre, à cause de la disposition géométrique des substrats par rapport à la source de Permalloy dans le groupe de fabrication, ou encore à cause du temps de fermeture non négligeable du cache. Ces différences d'épaisseurs sont des causes d'erreurs importantes quand on compare les positions des modes dans le film témoin et le film sandwich et contribuent à la dispersion des résultats. Cependant l'accord excellent entre théorie et expérience, en ce qui concerne la variation de B nous montre que ces différences d'épaisseurs sont faibles.

Nous avons pris une valeur un peu forte pour l'aimantation du nickel ($4\pi M$ = 7000 Oe) afin d'obtenir un meilleur accord entre les couches théoriques et expérimentales. Janssen [39] a montré que des couches très minces de nickel étaient toujours soumises à des contraintes mécaniques importantes, qui modifiaient le champ démagnétisant apparent à cause de la magnétostriction (formules I.1.2 et I.4.4). Aussi la valeur que nous avons prise pour ce champ démagnétisant effectif n'a-t-elle rien de choquant.

Enfin nous n'avons apporté aucune preuve en ce qui concerne le couplage d'échange entre les deux métaux, mais Hoffmann [40] a consacré une partie de sa thèse à montrer que le couplage était complet, ce que nous avons supposé ici.

Couches superficielles de fer.

Nous avons également effectué quelques essais avec les couches de Fer. L'aimantation à saturation du fer étant de 21 000 Oe, ces couches ne peuvent être saturées dans la région où on observe les ondes de spins stationnaires du Permalloy (de 10 000 Oe à 16 000 Oe, à 17 GHz). L'exploitation des résultats à l'aide du formalisme du paragraphe II.4 est donc impossible à priori.

Qualitativement nous avons constaté dans ces films une augmentation de l'aimantation et une diminution assez nette des excitations des modes par rapport au film témoin [19].

Le film témoin présentait un spectre classique caractérisé par une diminution progressive de l'aimantation vers la surface du film.

Les résultats ci-dessus peuvent être expliqués grossièrement en admettant que le fer diffuse en partie à travers la couche de Permalloy,

la concentration en fer diminuant progressivement en se rapprochant du centre du film. Une telle diffusion rend compte de l'augmentation de l'aimantation à saturation, due à l'accroissement de la concentration moyenne en fer, ainsi que de la diminution des intensités des différents modes. En effet la teneur en fer plus importante près de la surface du film a tendance à compenser en partie la diminution relative de l'aimantation dans cette région et à annuler l'inhomogénéité de champ interne observée dans le film témoin, donc ainsi à supprimer une des causes d'excitation des ondes de spins stationnaires.

Cette expérience apporte ainsi un argument qualitatif en faveur de l'interprétation des relations de dispersion que nous avons donné au paragraphe IV.2.

CHAPITRE VI

ETUDES DES SPECTRES D'ONDES DE SPINS AUX BASSES TEMPERATURES

La première étude de la constante d'échange D (+) d'un métal ferromagnétique (nickel) en fonction de la température, fut effectuée par diffusion de neutrons aux petits angles |41|. Les résultats étaient trop imprécis pour en déduire un développement de D (T) en fonction des puissances croissantes de T, et donnaient seulement l'ordre de grandeur de la variation de D. Ainsi, entre 4°K et 300°K, on doit s'attendre à observer dans le nickel une variation relative de l'ordre de 10 %.

La méthode des ondes de spins stationnaires permet d'avoir une sensibilité bien meilleure, de l'ordre de 10^{-4}, et pour peu que l'on connaisse les échantillons de façon suffisamment détaillée, on doit pouvoir obtenir avec une bonne précision un développement de D (T).

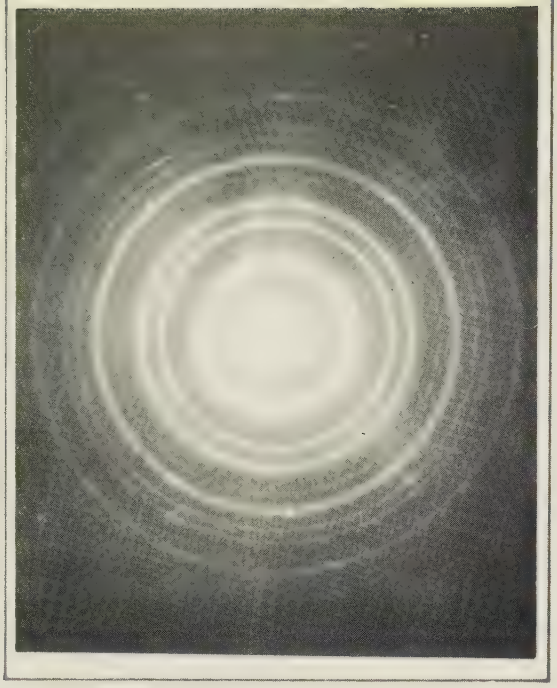
Phillips |43| |44| et Weber |35| |42| ont étudié par cette méthode la variation de D en fonction de la température dans différents métaux de transition. Les résultats obtenus sont assez disparates, le cobalt et le nickel suivant une loi en $T^{3/2}$ entre 4°K et 300°K, le permalloy une loi en $T^{5/2}$ entre 4°K et 80°K et le fer une loi en T^2. Bien que les ordres de grandeurs des variations observées soient voisins, les auteurs ont attribué ces différences de comportement à différentes raisons fondamentales. On peut leur reprocher cependant de ne pas avoir tenu compte de deux causes d'erreur possibles :

-d'une part ils ont considéré à priori que les conditions aux limites des films étudiés ne perturbaient pas la variation de D (T) ,

-d'autre part ils n'ont pas mesuré la désorientation géométrique des films en fonction de la température, qui peut également être à l'origine d'une variation parasite de D (T) |cf chapitre III|.

Après avoir rappelé très brièvement les différentes théories prévoyant une variation de D avec la température, nous présenterons la technique de mesure que nous avons employée ; puis nous montrerons que l'évolution des conditions aux limites s'explique bien en admettant l'existence d'une couche magnétique à la surface des films, cette couche perturbant la variation de D(T).

(+) La notation classique D employée couramment en diffraction de neutrons ($\hbar\omega = Dk^2$) est reliée au coefficient $\frac{2A}{M}$ que nous utilisons par la relation suivante : $\frac{2A}{M} = \frac{D}{\gamma\hbar}$. La pente B de la relation de dispersion moyenne ($H_n = H_c - Bn^2$) des ondes de spins stationnaires d'un film vaut : $B = \frac{D^+}{\gamma\hbar}\frac{\pi^2}{d^2}$ où D^+ est la constante d'échange apparente qui correspondra ou non à D suivant les défauts du film ou les erreurs de mesure.



Film polycristallin
On peut remarquer que la taille des cristallites est de l'ordre de 300 Å

1µm

1µm

Film d'or, plan 111, épitaxié sur mica
On distingue mal la taille des cristallites ; toutefois, les défauts étant vraisemblablement localisés aux joints de grain, on peut l'estimer d'après le cliché à 5000 Å environ.

Fig.XXVII

Après avoir tenu compte des différentes causes d'erreur, nous trouverons une variation de D en T^2 et nous conclurons sur l'origine de la variation de D dans les métaux de transitions en rejoignant l'interprétation de Phillips.

VI.1. Théories existantes prévoyant une variation thermique de D.

Une première théorie, due à Dyson |45|, montre que dans un corps ferromagnétique idéal, dont les propriétés d'échange sont représentées par un hamiltonien de Heisenberg réduit aux premiers voisins, il apparaît un terme dépendant de la température dans la relation de dispersion des ondes de spin. Ce terme est dû aux interactions dynamiques entre ondes de spins et la loi de dispersion s'exprime sous la forme suivante pour un réseau cubique simple :

$$\text{VI.1.1.} \qquad \hbar\omega = D_o k^2 \left| 1 - \pi\zeta(\tfrac{5}{2}) \frac{a^5}{S} \left(\frac{k_B T}{4\pi D_o}\right)^{5/2} \right|$$

où D_o est la constante d'échange à 0°K, a le paramètre du réseau et S le spin par atome. On voit que le terme variable est proportionel à $T^{5/2}$ et que le coefficient de proportionalité prévu est extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-8} et ne correspond pas aux variations observées par les différents auteurs.

Dans le cas où l'interaction d'échange s'exerce au delà des premiers voisins, la relation de dispersion n'est plus tout à fait quadratique à 0°K et peut s'écrire sous la forme suivante : |41| |46|

$$\text{VI.1.2.} \qquad \hbar\omega = 2S \left| \frac{k^2}{6} \sum_r r^2 J(r) - \frac{1}{24} \sum_r (\vec{k}.\vec{r})^4 J(r) + \ldots \right|$$

La variation thermique du premier terme de ce développement s'exprime alors sous une forme assez semblable à (VI.1.1) :

$$\text{VI.1.3.} \qquad D = D_o \left| 1 - \pi\, \zeta(5/2) \frac{a^3}{S} \rho^2 \left(\frac{k_B T}{4\pi D_o}\right)^{5/2} \right|$$

où ρ est la "portée"de l'interaction d'échange définie par

$$\text{VI.1.4.} \qquad \rho^2 = \frac{\sum_r r^4 J(r)}{\sum_r r^2 J(r)}$$

Il est donc possible d'expliquer l'ordre de grandeur des variations de D qu'on observe à partir d'un hamiltonien de Heisenberg, en supposant que la portée de l'interaction d'échange est suffisamment grande.

Enfin, Izuyama et Kubo |47| ont employé un formalisme différent, dérivé de la théorie de Stoner. Ils ont montré que dans le cas où les électrons 3d, porteurs de moment magnétiques, sont localisés et couplés entre eux par l'intermédiaire des électrons de conduction 4s, aussi bien que dans le cas où les électrons magnétiques sont eux mêmes itinérants, on doit observer une variation de D proportionnelle à T^2 due à l'énergie cinétique moyenne des électrons . La constante d'échange s'écrit alors sous la forme suivante :

$$D = D_o - \frac{1}{24\sqrt{2}\,\pi} \frac{\Omega}{M_s} \frac{(m^* \mu)^{1/2}}{M_s V/N} k_B^2 T^2$$

où M_s est l'aimantation, V la répulsion coulombienne entre deux électrons situés sur un même site, N le nombre de sites, Ω le volume du système, m^* la masse effective des électrons dans la bande considérée, μ le potentiel chimique et k_B la constante de Boltzmann.

Pour le nickel, ces auteurs estiment ce terme de proportionnalité à $5\ 10^{-6}$, ce qui expliquerait largement les ordres de grandeur observés expérimentalement.

VI.2. Echantillons, techniques de mesure, évaluation des incertitudes.

Le premier type de film que nous ayons étudié à basse température, était des films polycristallins déposés sur verre suivant le processus de fabrication exposé au chapitre IV. Le vide pendant le dépôt de ces films était cependant nettement meilleur (de l'ordre de 10^{-8} torr), un groupe d'évaporation en ultra-vide ayant été mis au point entre temps. Au cours des mesures en résonance, le film était plaqué sur le fond de la cavité cylindrique utilisée, le métal étant en contact avec la paroi de la cavité de façon à avoir un bon contact thermique et électrique.

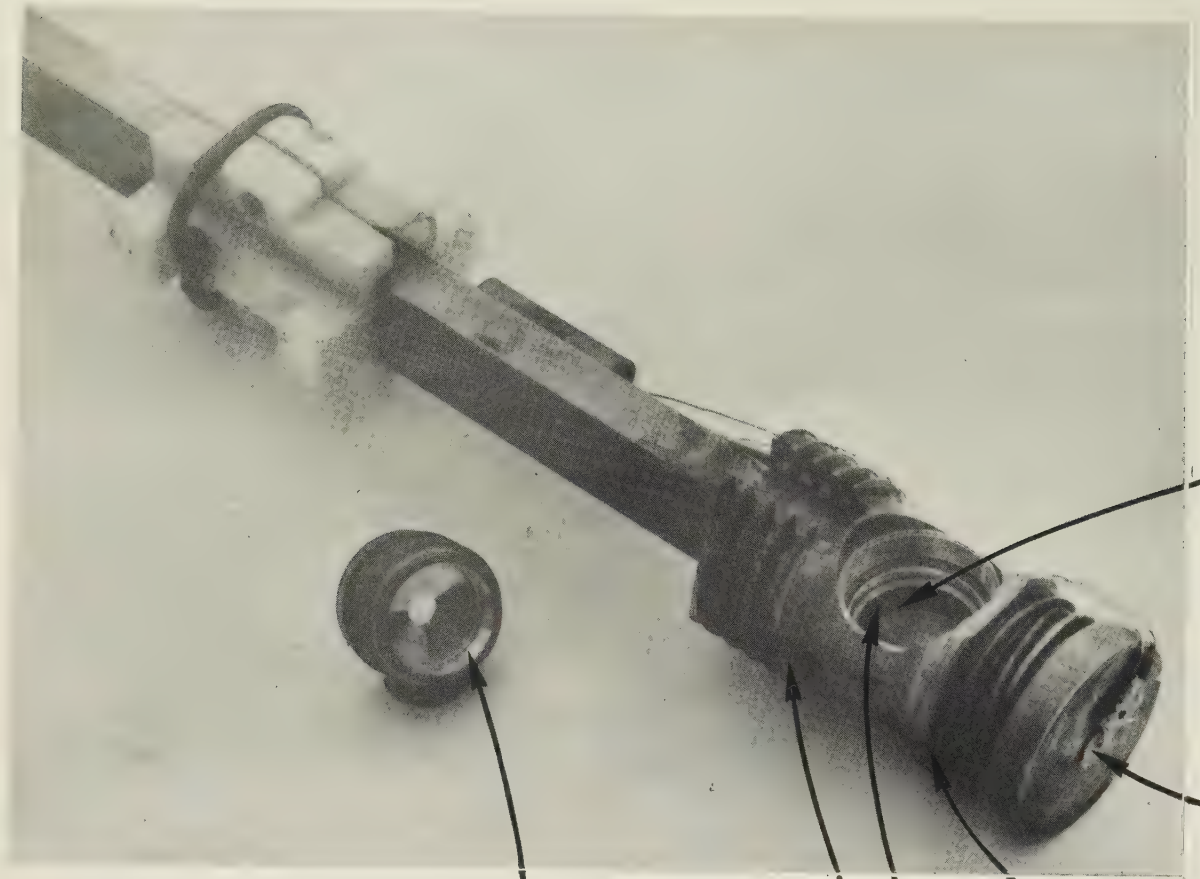

demi cavité fixe
sonde de température
élément chauffa
iris de couplage au guide
vis de réglage du couplage
Couvercle porte-échantillon
demi cavité en couvercle
iris de couplage à l'échantillon
Au
mica
Fe-Ni
échantillon
pièces de serrage

Fig. XXVIII

Le second type d'échantillon étudié était constitué par des films de permalloy épitaxiés sur une base d'or, préalablement épitaxiée elle-même sur une lamelle de mica. Les films ainsi obtenus possédaient un état de surface assez bon avec des propriétés magnétiques comparables à celles des films polycristallins. Les cristallites avaient un diamètre moyen de 5 000 Å et étaient orientés avec un axe <111> perpendiculaire au plan du film. A titre d'exemple la figure XXVII représente deux clichés pris au microscope électronique et caractérisant la microstructure de ces deux types d'échantillon.

A cause de l'existence de la couche d'or, ce second type de film ne pouvait être disposé dans la cavité de mesure comme les films polycristallins. En effet si l'on plaque le film contre la paroi de la cavité, la couche d'or se trouve interposée entre le permalloy et l'intérieur de la cavité et joue alors un rôle d'écran diminuant la sensibilité de la cavité aux perturbations magnétiques engendrées par le film.

Nous avons réalisé un couvercle de cavité percé d'un orifice, permettant d'appliquer le film de l'extérieur, la couche d'or constituant alors le fond même de la cavité à l'emplacement de l'orifice. (voir figure XXVIII)

Le contact thermique entre le film et la cavité est alors assuré par une pièce de laiton venant prendre appui sur le mica derrière l'échantillon. La pression du gaz d'échange dans l'enceinte cryogénique étant très faible (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-8} atmosphères), sa conductibilité thermique est alors très inférieure à celle du laiton et la cavité de mesure reste isotherme. La température est mesurée par la sonde de régulation préalablement étalonnée à l'aide d'un thermocouple de précision.

Une fois le film disposé dans la cavité de mesure, celle-ci est introduite dans le cryostat et on établit le vide dans l'enceinte centrale du cryostat, l'hélium gazeux n'étant introduit que quand celle-ci est soigneusement dégazée. Puis le cryostat est orienté de telle façon que le film soit rigoureusement perpendiculaire au champ appliqué. En effet, nous avons vu au chapitre III qu'une erreur d'orientation même légère peut modifier

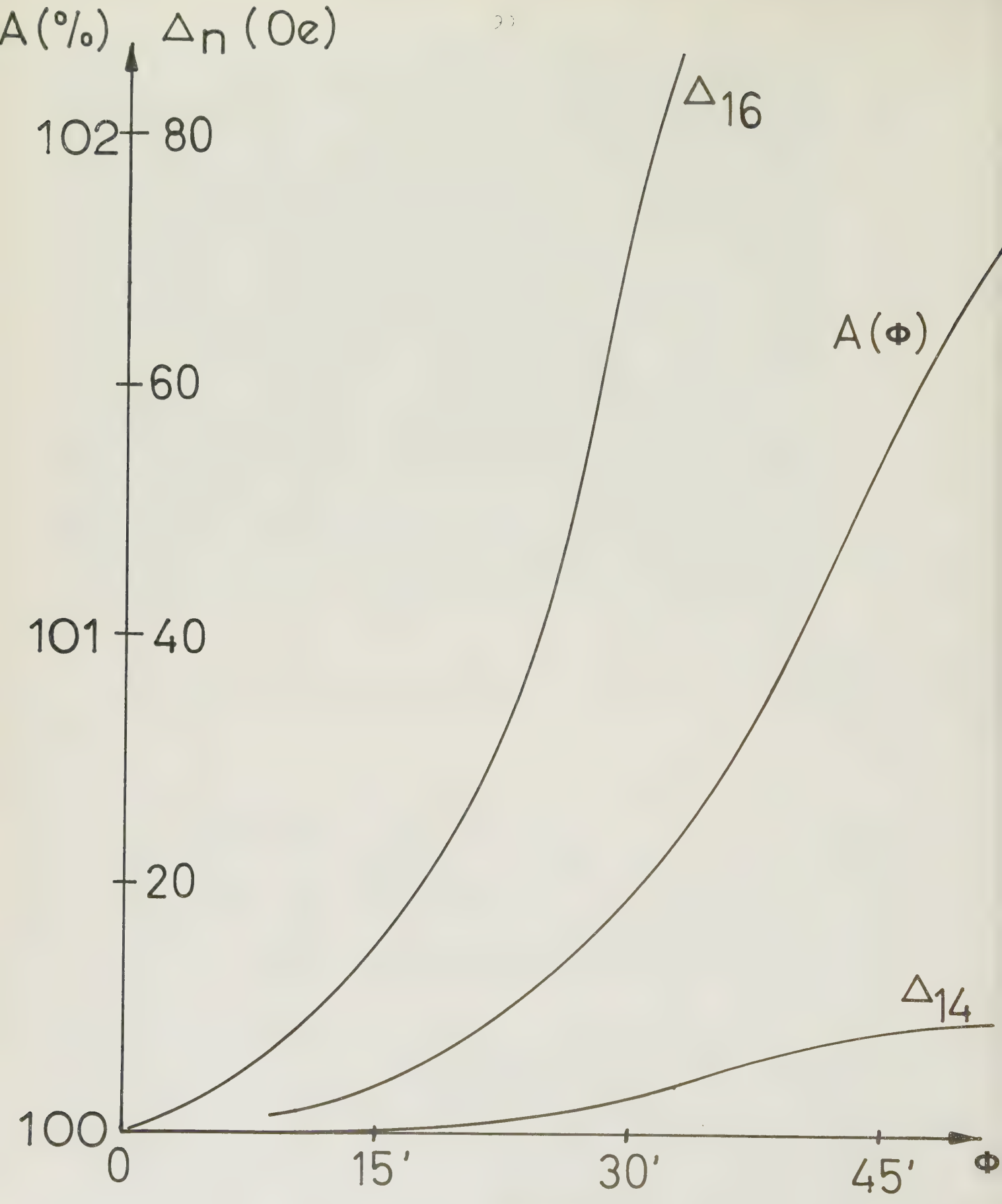


FIG. XXIX

la constante d'échange mesurée et que la position du mode d'onde de spin le plus proche de la désaturation de l'échantillon est particulièrement sensible à l'orientation. La figure XXIX montre pour un film de 3 500 Å la variation de D apparent ainsi que celle de l'écart du 16ème mode par rapport à la loi quadratique moyenne,en fonction de l'angle entre la normale au film et le champ appliqué. A priori, si on veut obtenir une précision de 10^{-3} sur la constante d'échange A il suffit que la désorientation ne dépasse pas 15' et donc que Δ_{16} soit inférieur à une vingtaine d'oersteds. En fait des désorientations aléatoires sont inévitables au cours des mesures quand l'ensemble mécanique est soumis à d'importantes variations de température, particulièrement au moment des renouvellements de liquide cryogénique et il importe que le film soit aussi perpendiculaire que possible au champ appliqué afin d'en minimiser les effets.

Après avoir procédé à cette orientation, on porte l'ensemble à la température minimale que l'on peut atteindre, soit 6°K, et l'orientation est à nouveau contrôlée. Puis pour chaque température de mesure on relève la position de chaque mode de résonance. A l'aide d'une méthode de moindres carrés on détermine la loi de dispersion moyenne suivie par ces modes, ce qui nous donne une constante d'échange apparente. Les écarts des modes d'ordre faible par rapport à cette loi moyenne nous apportent des informations sur les conditions aux limites et sur la variation du champ interne suivant la normale au film (voir chapitres II et IV). Les écarts par rapport à cette loi moyenne du mode d'ordre le plus élevé nous renseignent sur les désorientations survenues en cours de manipulation (voir plus haut). Enfin on déduit l'aimantation à saturation de la position du mode uniforme en supposant le facteur gyromagnétique constant et égal à 2,92 MHz/Oe. Cette valeur est celle que nous avons obtenue très régulièrement à la température ambiante sur les films de même composition ; d'autre part Weber [35] a montré que le facteur gyromagnétique ne dépendait pas de la température. Ceci nous a évité de mesurer la position de la résonance uniforme en polarisation parallèle ce qui nous aurait amené à retoucher à l'orientation du film en cours de manipulation et aurait dégradé la précision des mesures.

Pour fixer les idées un cycle complet d'étude sur un film dure environ trois semaines, dont la dernière est consacrée aux mesures proprement dites en fonction de la température nuit et jour. Une courbe en température

représente plus de 500 points de mesure ; sept films ont été étudiés, mais malheureusement deux séries de mesures seulement ont pu être retenues, des désorientations trop importantes du film s'étant produites au cours des autres expériences. On pourra juger dommage que nous ne puissions pas présenter plus de résultats exploitables pour les calculs : ceci est dû au fait que, compte tenu de la durée du processus expérimental qu'il vient d'être décrit, nous n'avons pas pu recommencer systématiquement toutes les mesures qui avaient été accidentellement faussées. Nous terminerons ce paragraphe en comparant la précision de nos mesures à celles des deux auteurs déjà cités. |35| |44|.

Trois causes d'erreurs principales intervenant dans la détermination de D peuvent être envisagées : l'erreur de mesure commise lors du pointé d'une résonance d'onde de spin, les fluctuations de l'orientation du film par rapport au champ appliqué et les fluctuations de température.

Nos champs étant mesurés par résonance nucléaire, l'erreur de pointé est due essentiellement au repérage du mode d'onde de spin (nous avons choisi systématiquement le point équidistant des deux sommets de la courbe dérivée correspondant au mode. Cette erreur dépend du rapport signal sur bruit avec lequel on peut obtenir la raie et en moyenne cette erreur vaut $\pm 0,5$ Oe.

Les fluctuations de température interviennent par l'intermédiaire du champ démagnétisant. (formules II.6.1 et II.6.3.). Si on admet que l'aimantation suit une loi de Bloch en première approximation, comme l'ont montré de nombreux auteurs |48| |49| :

$$M = M_o \left| 1 - cT^{3/2} \right| \qquad \text{VI.2.1}$$

$$\text{avec } c = 7{,}6\,10^{-6} \text{ deg}^{-3/2}$$

l'erreur de pointé due à une variation de température vaut :

$$\Delta H_n = 6\pi M_o c\, T^{1/2}\, \Delta T \qquad \text{VI.2.2}$$

Pour $\Delta T = \pm 0.1°K$, ce qui correspond à la précision de notre régulation de température, on voit que cette erreur est faible à basse température, mais

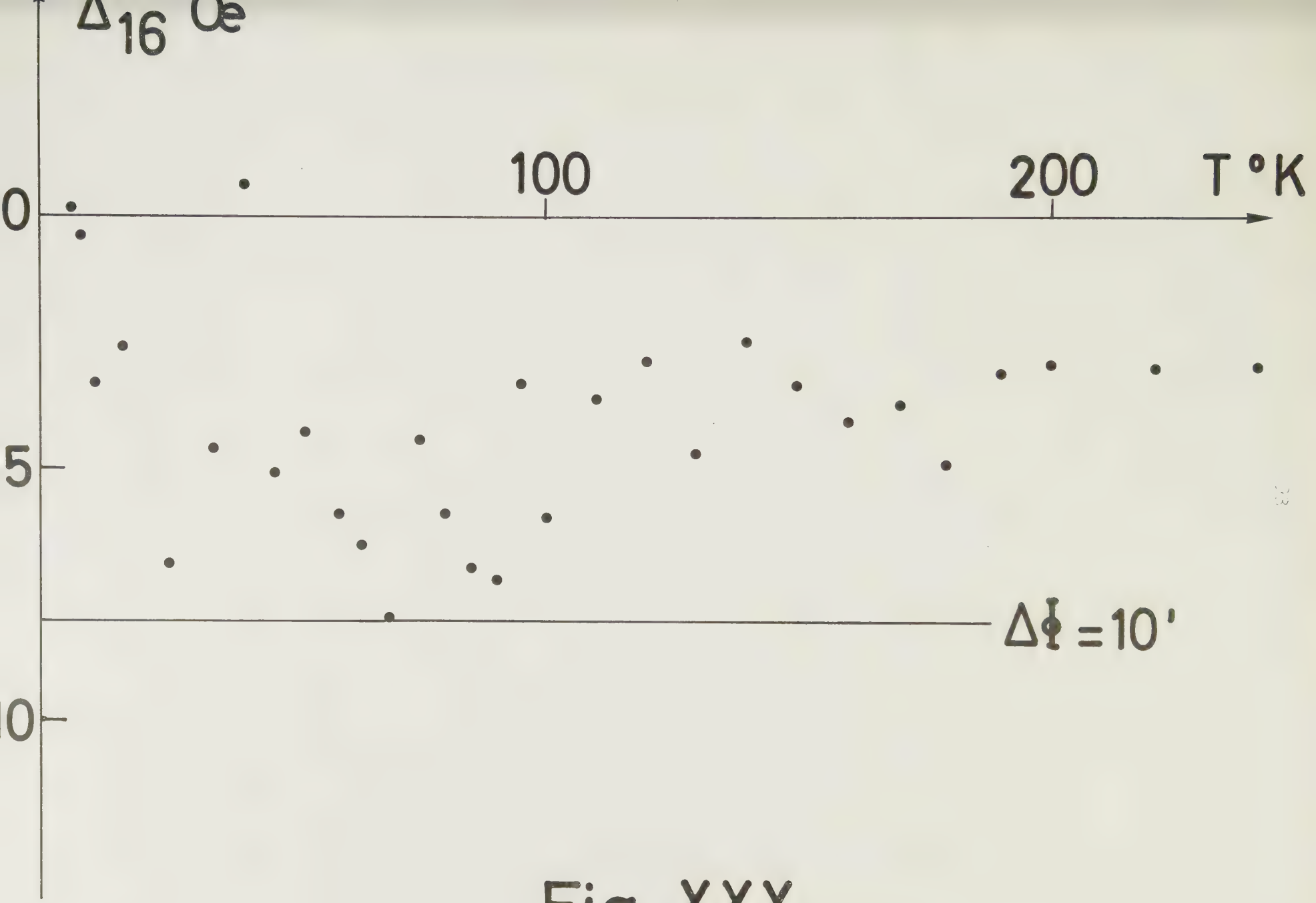


Fig. XXX

peut atteindre $\mp$ 0.2 Oe à la température ambiante.
Par l'intermédiaire d'un calcul de moindres carrés, on montre que la somme de ces deux erreurs conduit à une erreur relative sur $\tilde{B}$ inférieure à $\mp$ 0.5 10^{-3}.

La troisième cause d'erreur ne peut pas être chiffrée à priori et ne peut être estimée que d'après les mesures. La figure XXX représente Δ_{16} en fonction de la température, pour le film polycristallin dont nous avons utilisé les résultats. On voit que Δ_{16} ne dépasse pas 5 Oe et qu'en conséquence l'erreur de mesure sur D, due aux fluctuations d'orientation, reste inférieure à 0,5 10^{-3} sur toute la gamme de température (voir fig. XXIX). Pour le film considéré l'incertitude relative totale sur D vaudra donc $\mp$ 10^{-3}.

Phillips ayant effectué ses mesures à une fréquence plus faible, (10 GHz au lieu de 17 GHz), l'ensemble des modes d'ondes de spins se trouve plus près du champ de désaturation. D'autre part l'aimantation est plus élevée et un calcul d'erreur basé sur la formule (III.2.3.) montre que l'erreur sur D due à une désorientation donnée est au moins dix fois plus importante que dans notre cas. D'autre part Phillips emploie une méthode graphique pour trouver la loi de dispersion moyenne, ce qui ne permet pas de tirer pleinement parti de la précision des pointés comme dans notre cas, et l'erreur sur D due au tracé vaut environ $\mp$ 3 10^{-3}. Weber, quant à lui, travaille également à 10 GHz et se base uniquement sur l'évolution de la position de deux modes consécutifs distants de 500 Oe en moyenne. Comme il pointe ses raies à $\mp$ 0.2 Oe près, ceci correspond à une incertitude relative sur D de $\mp$ 10^{-3}. Enfin la sensibilité à une désorientation donnée est trois fois plus importante que dans notre cas. Aucun de ces deux auteurs n'a estimé l'amplitude des fluctuations ou des dérives d'orientation qui constituent à notre avis la cause d'erreur majeure ; en définitive on ne peut donc pas évaluer l'incertitude totale sur leurs résultats.

VI.3. Présentation des résultats.

Le but final de l'étude est de comparer les résultats expérimentaux aux lois théoriques que nous avons passés en revue au paragraphe VI.1.
La première méthode qui vienne à l'esprit pour effectuer ce rapprochement est de tracer en échelle logarithmique la quantité

$$\frac{D^+(0) - D^+(T)}{D^+(0)} = \frac{\tilde{B}(0) - \tilde{B}(T)}{\tilde{B}(0)}$$

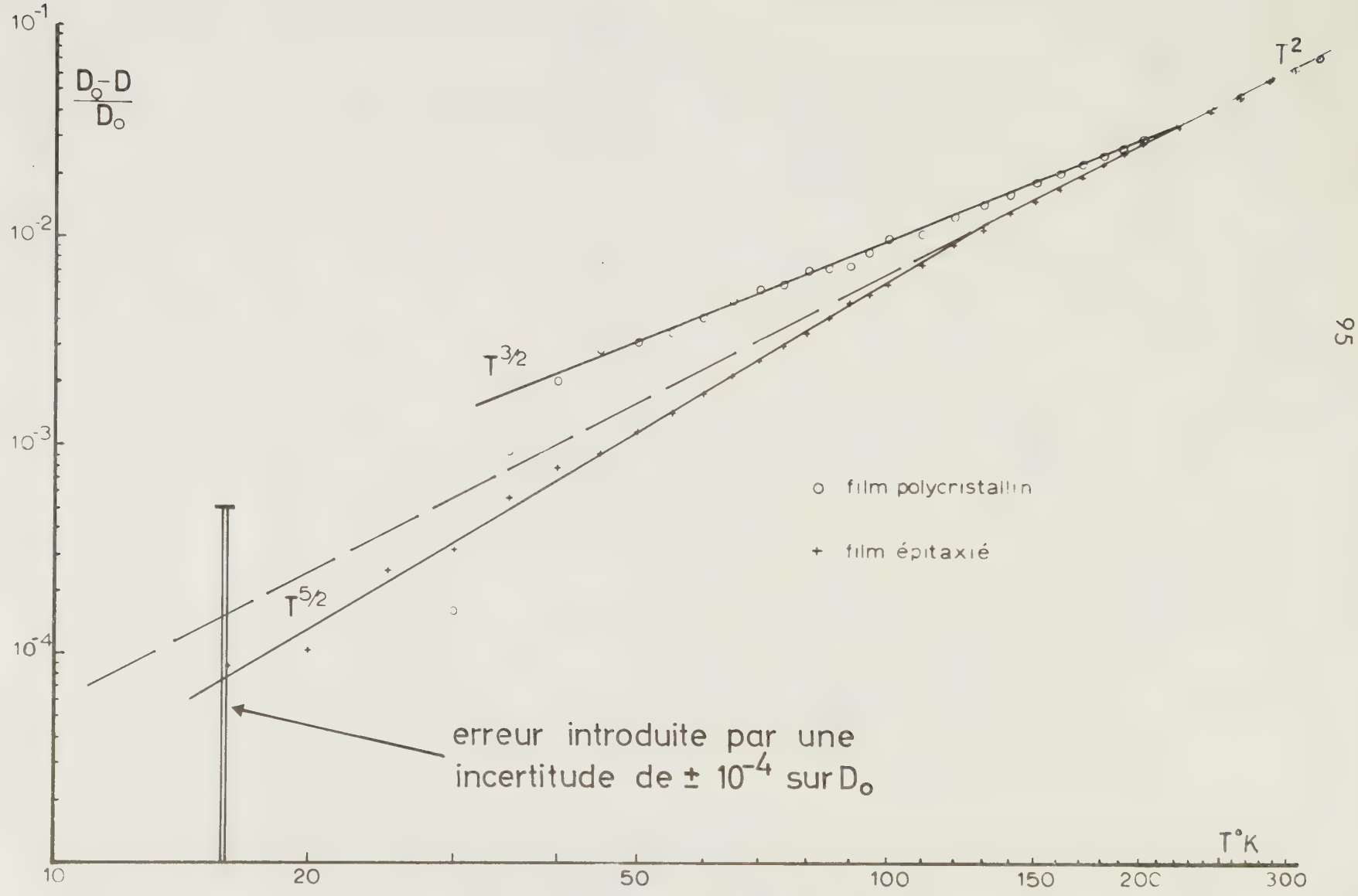

10^{-1}
$\frac{D_o - D}{D_o}$
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
$T^{3/2}$
$T^{5/2}$
T^2
o film polycristallin
+ film épitaxié
erreur introduite par une incertitude de ± 10^{-4} sur D_o
T°K
10
20
50
100
150
200
300

Fig. XXXI

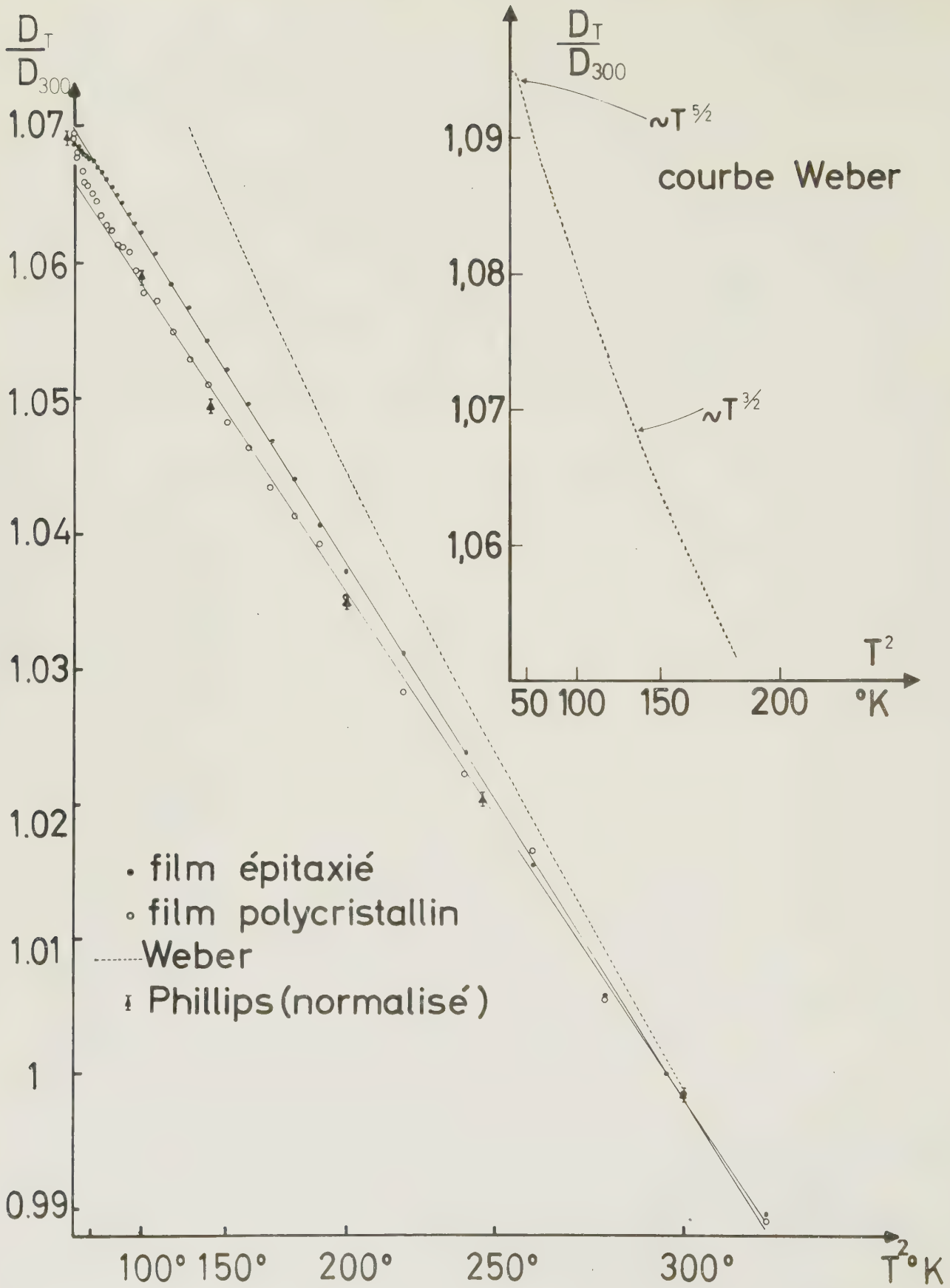

$\frac{D_T}{D_{300}}$
1.07
1.06
1.05
1.04
1.03
1.02
1.01
1
0.99
100° 150° 200° 250° 300°
T^2°K
• film épitaxié
◦ film polycristallin
Weber
Phillips (normalisé)
$\frac{D_T}{D_{300}}$
1,09
1,08
1,07
1,06
$\sim T^{5/2}$
$\sim T^{3/2}$
courbe Weber
50 100 150 200 °K
T^2

Fig. XXXIII

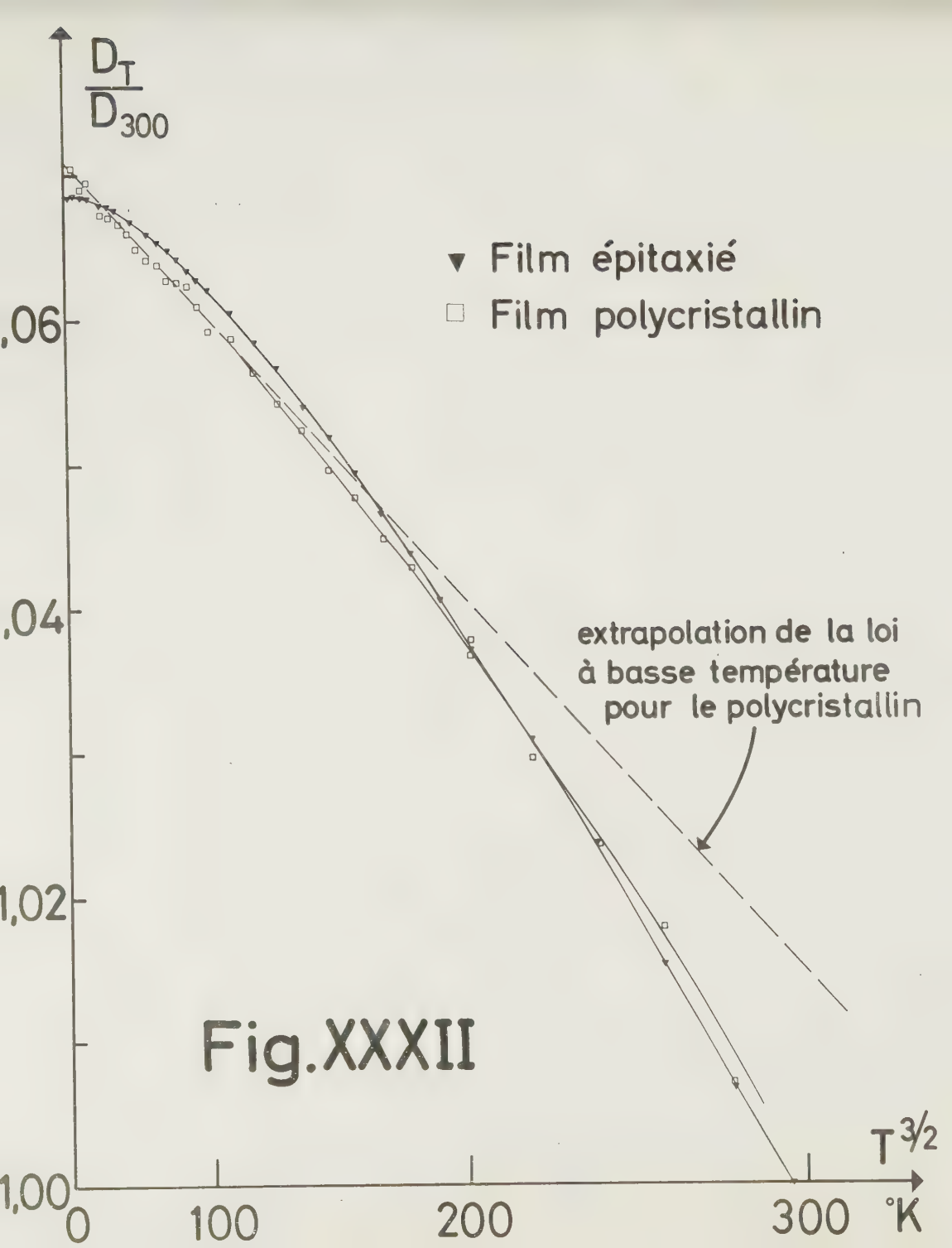
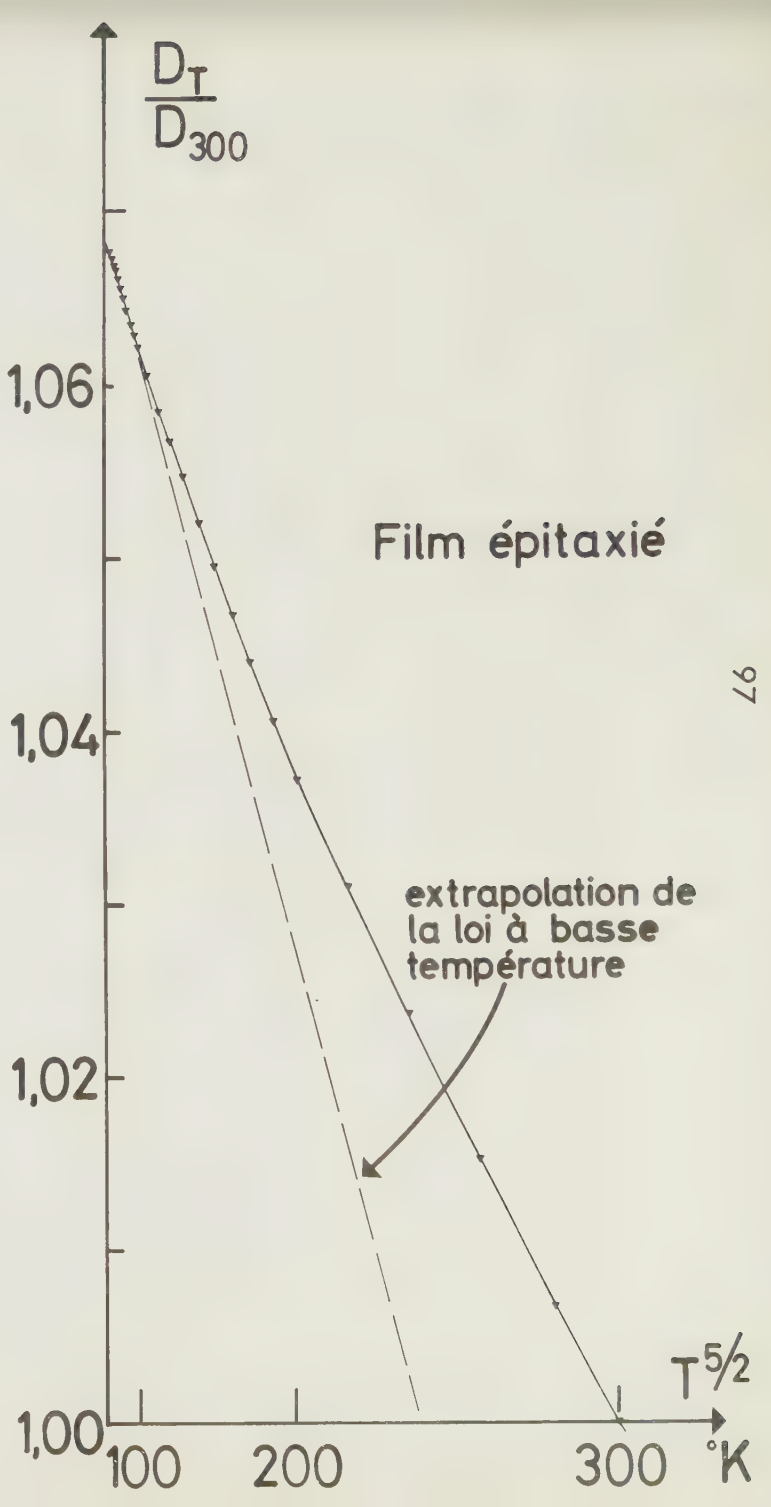

$\frac{D_T}{D_{300}}$
▼ Film épitaxié
□ Film polycristallin
extrapolation de la loi à basse température pour le polycristallin
1,06
1,04
1,02
1,00
0
100
200
300
°K
$T^{3/2}$

Fig.XXXII


$\frac{D_T}{D_{300}}$
Film épitaxié
extrapolation de la loi à basse température
1,06
1,04
1,02
1,00
100
200
300
°K
$T^{5/2}$

où B(0) est la valeur extrapolée à 0°K. Cette méthode a été utilisée par les autres auteurs, mais par suite de l'incertitude sur $\tilde{B}(0)$, l'erreur relative sur la différence $\tilde{B}(0) - \tilde{B}(T)$ est énorme à basse température et on peut ajuster à volonté $\tilde{B}(0)$ pour trouver différents exposants de T, comme le montre la figure XXXI.

Nous avons préféré employer une seconde méthode qui consiste à tracer directement le rapport $\frac{\tilde{B}(T)}{\tilde{B}(300)}$ (afin de normaliser les résultats pour des films d'épaisseurs différentes) en fonction de la puissance choisie de T. Les résultats sont reportés sur les figures XXXII et XXXIII et la comparaison de ces tracés permet de choisir sans hésitation la loi en T^2 comme étant celle qui rend le mieux compte de nos résultats. En effet, suivant cette échelle, les points expérimentaux correspondant au film épitaxié ne s'écartent d'une droite qu'en dessous de 40°K, et encore l'écart total n'est que de 10^{-3}, quantité comparable à l'erreur de mesure annoncée. En ce qui concerne le film polycristallin les points expérimentaux s'écartent d'une droite en dessous de 50°K de façon significative et nous apporterons plus loin une interprétation à cet écart. Nous avons reporté également sur la figure XXXII les résultats que Weber a obtenu sur un matériau identique. La variation globale de D(T) est beaucoup plus importante que la nôtre et on observe un changement de comportement aux environs de 120°K.

Nous avons également essayé de comparer nos mesures à celles de Phillips effectuées sur des films de Fe. Le matériau étant différent nous avons normalisé ses résultats de façon à faire coïncider les points à 0°K et à 300°K. On observera le très bon accord entre ses points qui représentent une moyenne sur 3 films et la courbe correspondant à notre film polycristallin.

La variation thermique de la constante d'échange apparente peut donc se représenter sous la forme suivante :

$$D(T) = D_o(1 - bT^2) \qquad \text{(VI.3.1)}$$

avec

$$b = 0{,}8\ 10^{-6} \pm 10^{-8}\ °K^{-2}$$

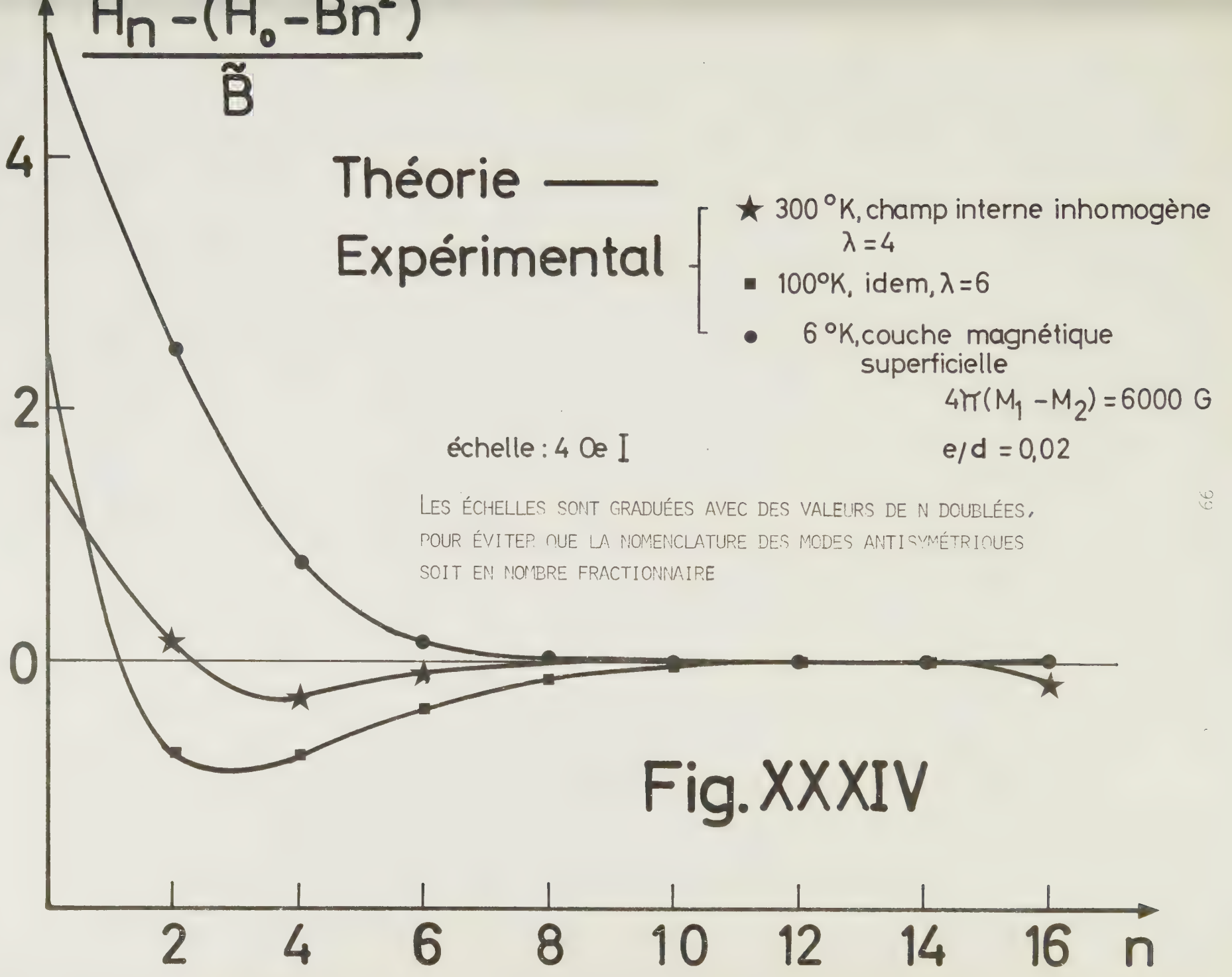

$\frac{H_n - (H_0 - Bn^2)}{\tilde{B}}$
4
2
0
Théorie ——
Expérimental
★ 300 °K, champ interne inhomogène
λ = 4
■ 100°K, idem, λ = 6
● 6 °K, couche magnétique superficielle
4π(M1 − M2) = 6000 G
échelle : 4 Oe I
e/d = 0,02
LES ÉCHELLES SONT GRADUÉES AVEC DES VALEURS DE N DOUBLÉES, POUR ÉVITER QUE LA NOMENCLATURE DES MODES ANTISYMÉTRIQUES SOIT EN NOMBRE FRACTIONNAIRE
2
4
6
8
10
12
14
16
n

Fig. XXXIV

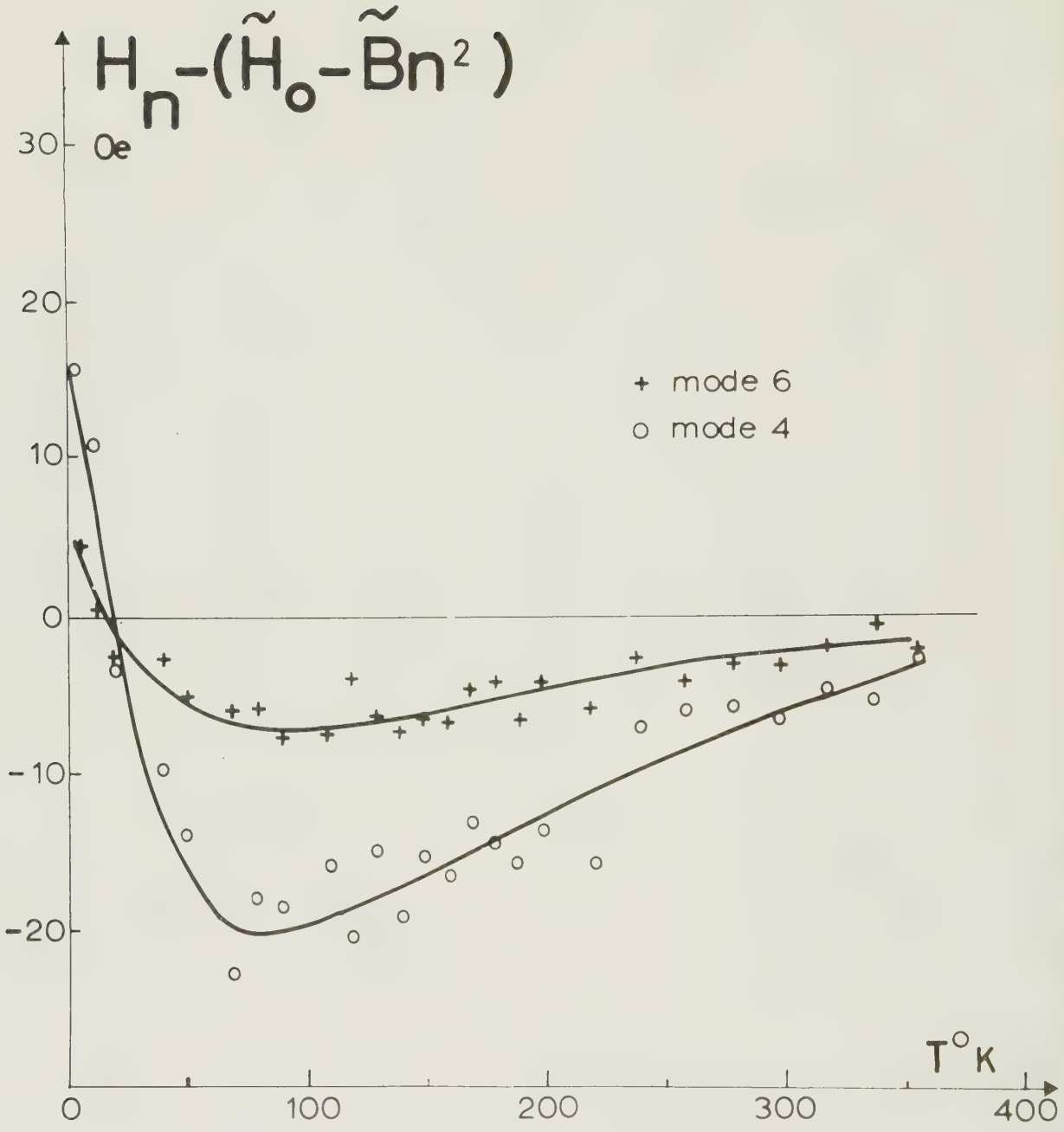

$H_n-(\tilde{H}_o-\tilde{B}n^2)$
Oe
30
20
10
0
-10
-20
+ mode 6
o mode 4
T°K
0
100
200
300
400

Fig. XXXV

Les autres films que nous avons étudiés et pour lesquels la désorientation était trop importante pour nous permettre de juger la nature de la loi, nous ont quand même permis de contrôler que le coefficient b était reproductible et ne dépendait pas par exemple de l'épaisseur des films.

Avant de discuter plus longuement la validité des diverses mesures et des interprétations nous examinerons maintenant en détail les différentes conclusions qu'il est possible de tirer d'un dépouillement approfondi des spectres.

Cas des films polycristallins :

La figure XXXIV représente, pour quelques températures caractéristiques, les écarts des différents modes par rapport à la loi quadratique moyenne. A l'ambiante ces écarts sont négatifs, indiquant que le film présente une inhomogénéité du champ interne progressive suivant la normale au film (voir paragraphe II.3). En admettant que cette inhomogénéité suive une loi parabolique (ce film est très symétrique et on ne peut guère déceler la présence des modes antisymétriques), on peut estimer la variation de champ interne à 125 Oe à l'ambiante et à 250 Oe vers 100°K, soit entre 1 % et 2 % du champ démagnétisant. En dessous de 100°K, la courbe des écarts va changer de nature et à 60°K on n'observe plus que des écarts positifs caractéristiques de l'effet d'une couche magnétique superficielle. La figure XXXV montre l'évolution des écarts des modes 4 et 6 avec la température et on peut noter que la transition s'effectue entre 70° et 50°K.

Le second film polycristallin que nous avons étudié, n'a malheureusement pas pu être mesuré au-dessus de 75°K, température où l'échantillon s'est décollé de la cavité de mesure. Néanmoins les mesures entre 6°K et 75°K nous ont permis de vérifier que la transition observée était reproductible.

On peut expliquer le comportement observé en admettant qu'une couche superficielle très mince et dont la composition peut varier d'un point à l'autre, devient magnétique en moyenne aux environs de 50°K. De nombreux auteurs ont observé par d'autres méthodes la transition magnétique d'une couche à la surface des films de Permalloy [50] [51] [52] [53] [54].

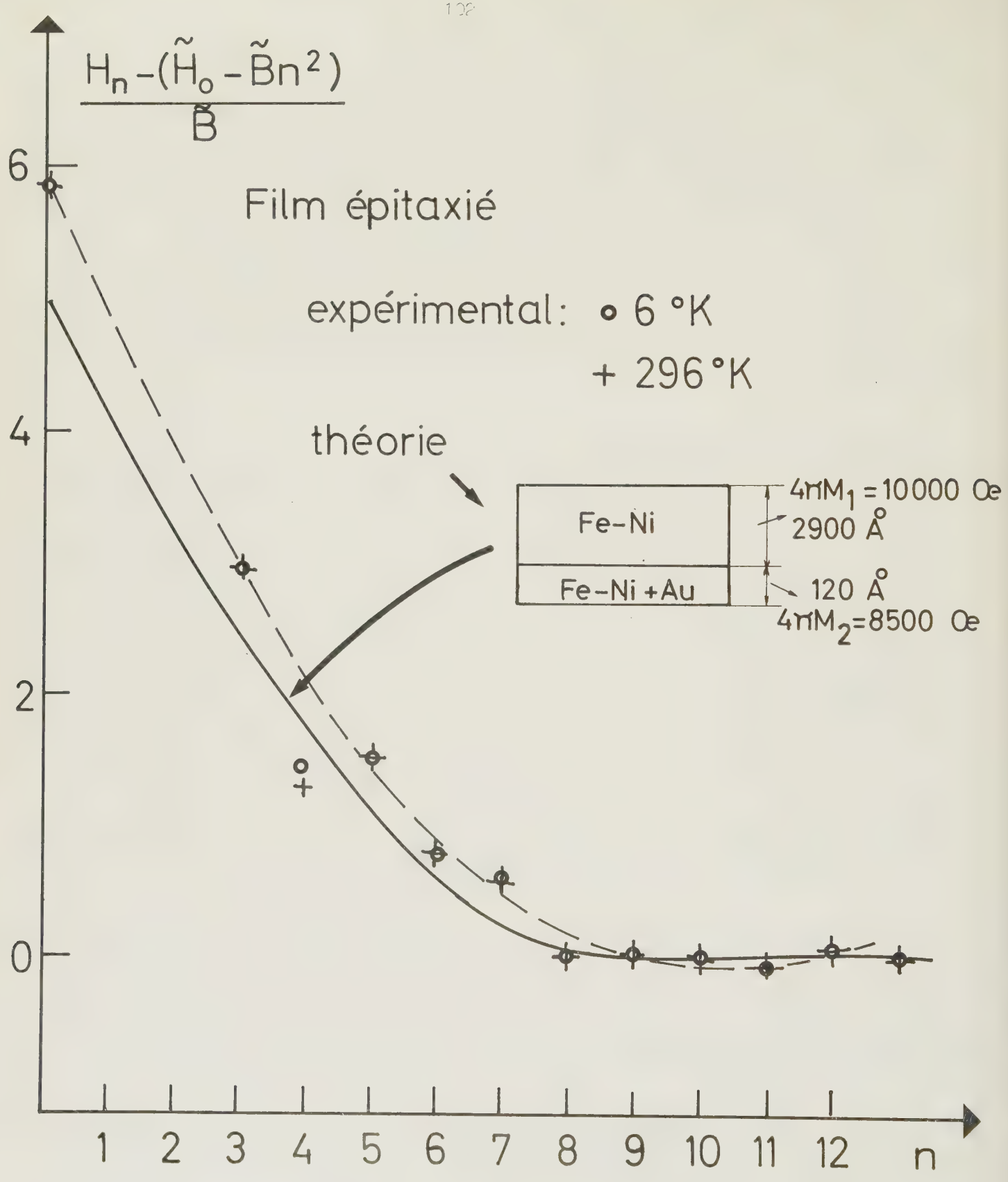
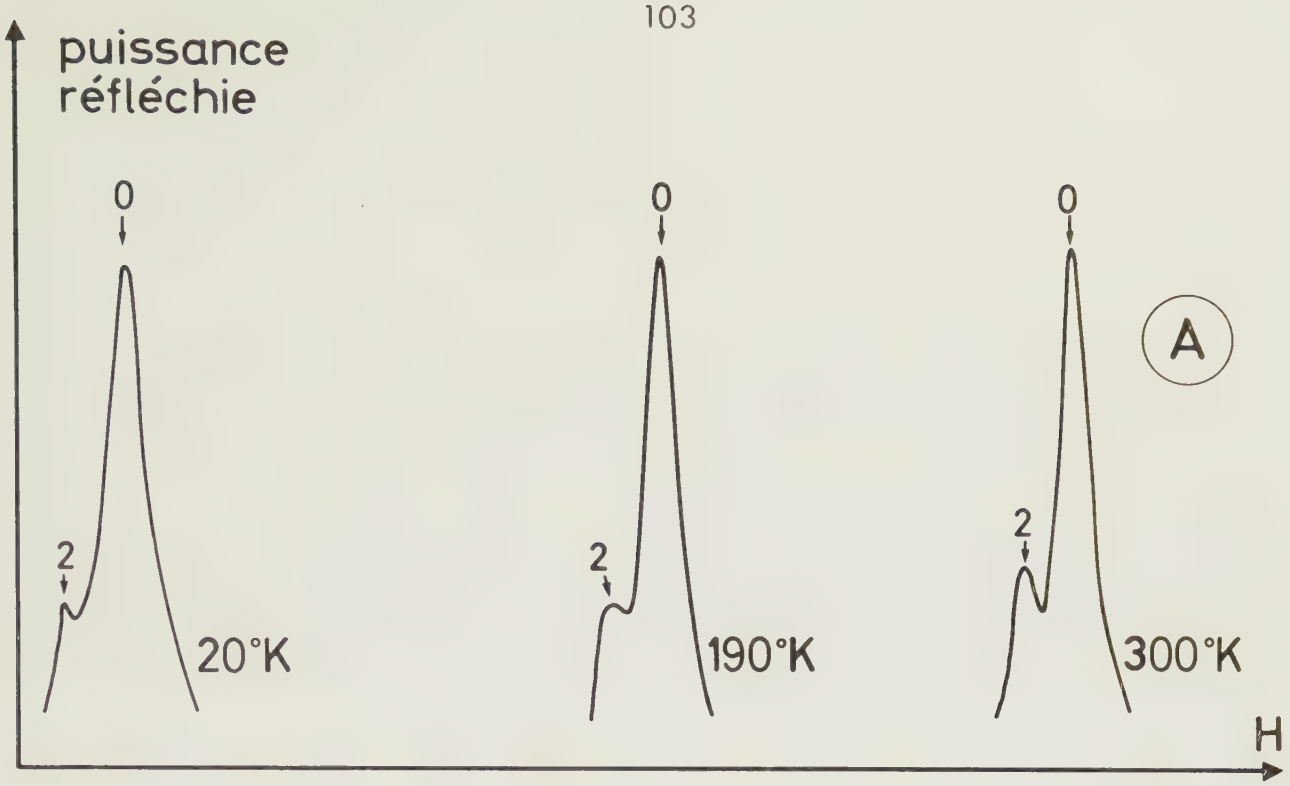

$\frac{H_n-(\tilde{H}_o-\tilde{B}n^2)}{\tilde{B}}$
6
4
2
0
Film épitaxié
expérimental: ∘ 6 °K
+ 296 °K
théorie
Fe-Ni
Fe-Ni +Au
$4\pi M_1$ = 10000 Oe
2900 Å
120 Å
$4\pi M_2$ = 8500 Oe
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 n

Fig. XXXVI


puissance
réfléchie
0
2
20°K
190°K
300°K
A
H

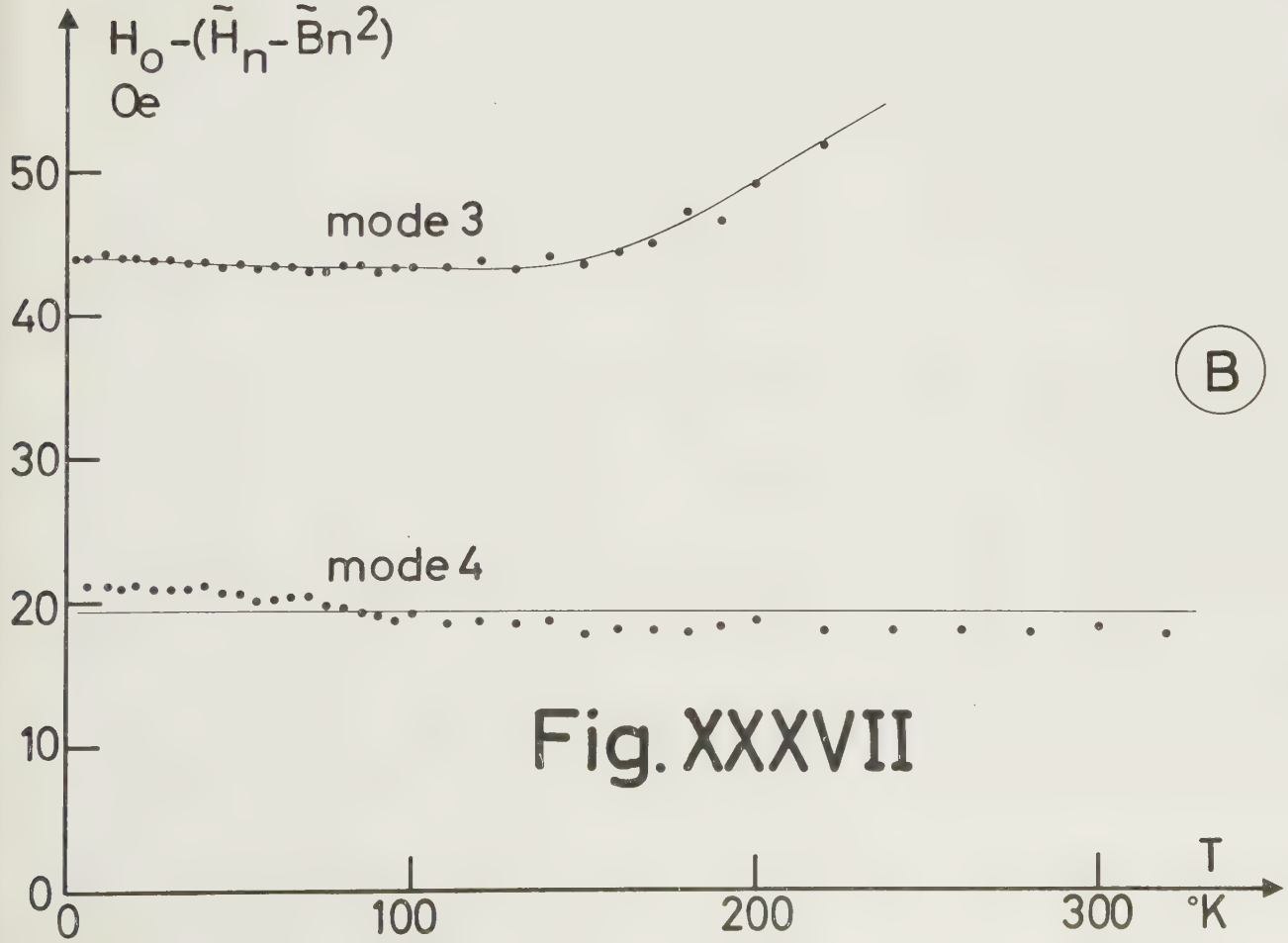

$H_o-(\tilde{H}_n-\tilde{B}n^2)$
Oe
50
40
30
20
10
0
mode 3
mode 4
B
0
100
200
300
T
°K

Fig. XXXVII

La température de transition observée par ces auteurs dépend de la fabrication des films et en particulier de leur degré d'oxydation. Il semble admis que pour un bon film de permalloy la transition se trouve aux environs de 40°K, mais pour des films oxydés à différentes températures, la température de transition peut dépasser 77°K.

Nous avons tenté de caractériser cette couche de surface en utilisant les résultats du paragraphe II.4. En admettant que l'énergie de couplage entre le film et la couche superficielle ainsi que l'énergie d'échange dans la couche superficielle soient égales à l'énergie d'échange dans le permalloy, et que d'autre part il n'y a pas d'énergie de surface à la surface externe de la couche superficielle, l'effet observé peut être expliqué par la présence de deux couches symétriques de 30 à 40 Å d'épaisseur et dont l'aimantation est inférieure à 5 000 Oe.

Cas des films épitaxiés :

La figure XXXVI représente les écarts des modes par rapport à la loi de dispersion moyenne pour deux températures extrêmes. Ces deux courbes sont presque complètement superposables, montrant une évolution très faible avec la température des conditions aux limites. Tous les modes présentent un écart positif et les modes symétriques sont à peine plus excités que les modes antisymétriques, ce qui peut être interprété en admettant l'existence d'une couche superficielle magnétique d'un seul côté du film, vraisemblablement du côté de la couche d'or où une interdiffusion peut avoir lieu.

La figure XXXVII B montre la variation en température de l'écart du mode 3, comparé à la variation thermique de l'écart du mode 4. Alors que ce dernier mode présente une variation très faible, le mode 3 subit un entrainement important au dessus de 150°K. De même on peut voir sur la figure XXXVII A, la largeur de raie augmenter considérablement au voisinage de la température où a lieu l'entraînement de fréquence. Cette anomalie est due au fait que le mode 3 se trouve avoir une longueur d'onde égale à celle des phonons de même fréquence dans le Permalloy et l'entraînement de fréquence observé est dû au couplage magnétoélastique, comme l'a montré Weber [55].

Conclusion.

L'étude détaillée des deux types de films considérés, polycristallin et épitaxié, nous a permis de préciser les caractéristiques magnétiques de ces films ainsi que leur évolution en fonction de la température.

Le comportement des films polycristallins s'explique bien en admettant la présence de deux couches superficielles faiblement magnétiques situées de part et d'autre du film. Ces couches superficielles subissant une transition entre 50°K et 70°K.

Le comportement des films épitaxiés s'explique bien en admettant la présence d'une couche superficielle fortement magnétique d'un seul côté du film. Cette couche étant probablement due à une diffusion limitée de l'or dans le Permalloy.

Enfin nous avons pu noter également la présence d'interactions magnéto-élastiques dans ces films.

VI-4- Perturbation de la constante d'échange.

Le paragraphe précédent comportait une analyse de nos résultats de mesure en considérant notamment le type de film étudié. Nous reprendrons ici les conclusions de cette analyse et nous évaluerons quantitativement l'influence des perturbations mises en évidence sur l'évolution en température de la constante d'échange apparente : influence d'un couplage magnétoélastique et influence d'une couche superficielle magnétique dans les deux cas considérés.

Enfin une discussion générale nous permettra de comparer nos résultats de mesure à ceux qui ont été obtenus par Phillips sur un matériau différent du notre, et par Weber sur un matériau semblable à celui que nous avons étudié.

VI.4.1. Influence d'une couche superficielle

Nous avons vu que dans le cas des films polycristallins aussi bien que dans celui des films épitaxiés, nous avons dû faire intervenir une couche magnétique superficielle pour interpréter les résultats. D'après les résultats du paragraphe II.4, l'existence d'une telle couche superficielle modifie la pente de la relation de dispersion et peut donc intervenir de façon importante dans la variation thermique de D. Les lois de dispersion observées restant quadratiques en n dans les deux cas, nous allons développer les conséquences dues à une couche de surface d'aimantation et d'épaisseur relativement faibles, de façon à rester dans la zone comprise entre O et $H_{1/2,2}$ de la figure X. Des couches plus épaisses où des aimantations trop importantes conduisent à des "accidents" dans la relation de dispersion que nous n'avons pas observés sur les films étudiés en température.
Nous avons également supposé que l'anisotropie à la surface de la couche superficielle était nulle et que le couplage d'échange étant constant dans toute la structure dans un but de simplicité. Le système d'équations II.4.9, II.4.10 et II.4.11 ne dépend plus alors que de deux paramètres indépendants :

$$\Delta = \frac{4\pi(M_1 - M_2)}{2A/Md^2} \qquad \text{et} \qquad \alpha = \frac{e}{d}$$

où M_1 et M_2 sont respectivement les aimantations du film et des couches superficielles, $\frac{2A}{M}$ la constante d'échange dans les deux milieux ainsi qu'à l'interface.
Dans le cas des films symétriques d sera la demi-épaisseur du film, e l'épaisseur d'une couche superficielle et l'équation II.4.11 ne donnera que les modes symétriques. Dans le cas où le film est assymétrique, d sera l'épaisseur du film et e l'épaisseur de la couche superficielle, l'équation II.4.11 nous donnera alors tous les modes. C'est ce dernier cas que nous avons traité sur calculatrice avec différentes valeurs de Δ et $\frac{e}{d}$, dans le but de discuter le comportement du film épitaxié qui est assymétrique. Nous avons donc tracé pour différentes valeurs de ces deux paramètres, la courbe théorique des écarts à la relation de dispersion moyenne, et nous avons comparé ces courbes à celle du film épitaxié (voir Fig. XXXIV). Il existe plusieurs couples de valeurs de Δ et $\frac{e}{d}$ pouvant expliquer cette courbe. La

figure XXXVIII représente la variation du rapport entre la constante d'échange apparente et la constante d'échange réelle en fonction de Δ pour différentes valeurs du rapport e/d et nous avons reporté sur ce diagramme les points donnant un bon accord avec l'expérience.

Pour ces points la sensibilité des écarts à une variation de Δ est relativement importante ; étant donné la grande stabilité de la courbe expérimentale en fonction de la température, nous pouvons affirmer que Δ varie de moins de 10 % sur toute la gamme de température et qu'en conséquence la variation consécutive du rapport $\frac{D_{eff}}{D}$ est inférieure à 10^{-3} quelque soit le couple de valeurs choisi pour Δ et e/d.

Pour le film polycristallin, la transition magnétique de la couche superficielle à basse température nous indique que l'aimantation de ladite couche est certainement faible et que l'hypothèse du couplage d'échange constant à l'interface et dans les deux milieux n'a guère de chances d'être vérifiée. On peut tout de même dire qu'à basses températures le point représentatif sur le diagramme de la figure XXXVIII doit se trouver dans la région où Δ est très grand et e/d relativement faible et que la constante d'échange apparente est supérieure à la constante réelle. On a résumé ce qui précède sur la figure XXXIX : Dans le cas du film épitaxié, la couche de surface possède un point de Curie relativement élevé et une aimantation pas trop différente de celle du film. Dans ce cas la variation relative de $4\pi (M_1 - M_2)$ en fonction de la température est du même ordre de grandeur que celle du film, de l'ordre de 7 %, et Δ est à peu près constant, la variation de $\frac{2A}{M}$ compensant la variation de $4\pi (M_1 - M_2)$ au premier ordre. On observe donc une constante d'échange plus faible que celle du matériau mais sa variation relative en température est quand même caractéristique, le rapport $\frac{D_{eff}}{D}$ étant constant.

Dans le cas du film polycristallin, on devrait observer une augmentation brutale de D_{eff}, puis une décroissance correspondant à la diminution de $4\pi (M_1 - M_2)$. En fait la transition étant progressive, on observe une augmentation progressive de D_{eff} qui transforme la variation en T^2 de D_{eff} en une variation apparemment proportionnelle à $T^{3/2}$, ce qui explique l'écart à la loi en T^2 observé sur ce film en dessous de 70°K.

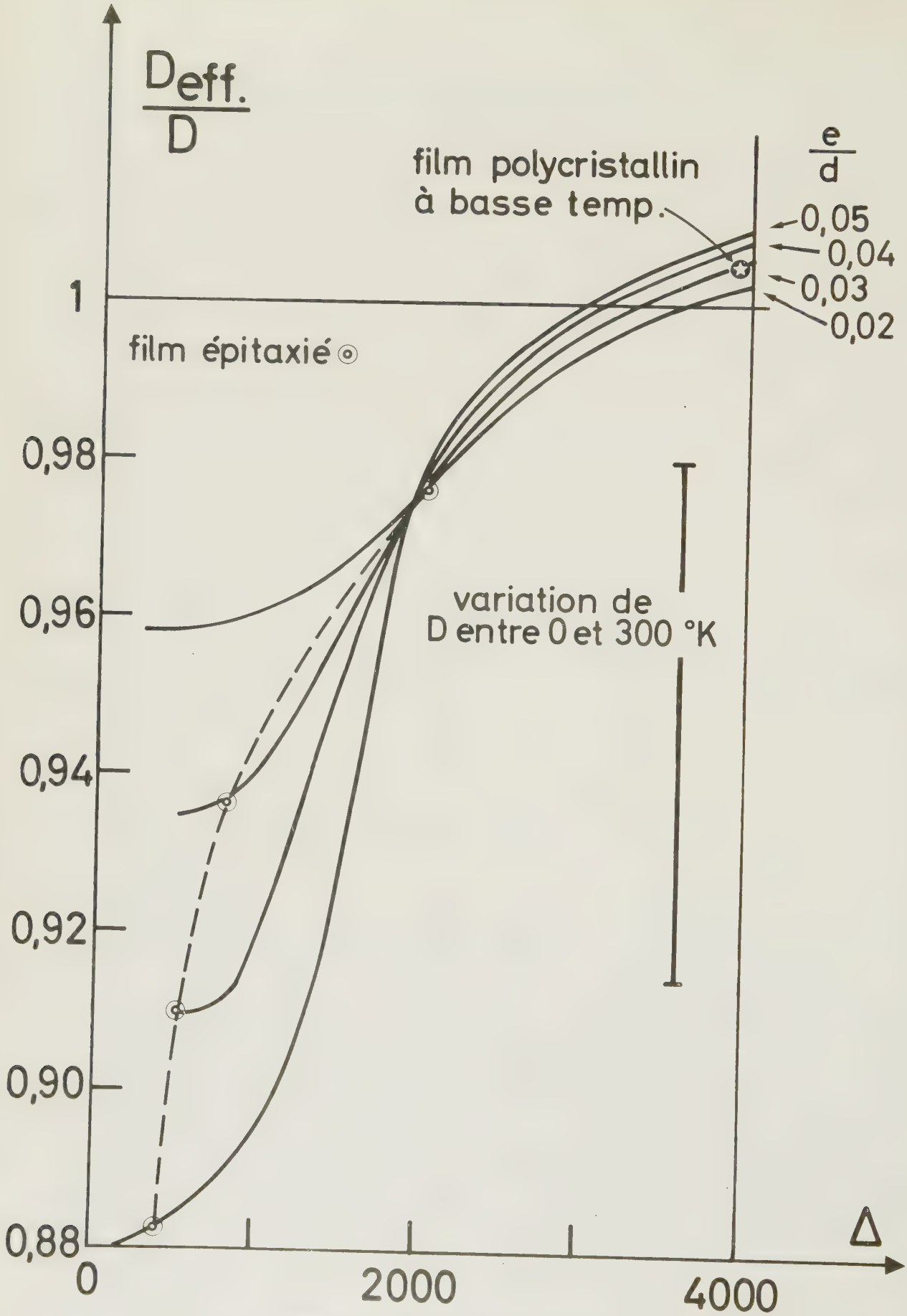

$\frac{D_{eff.}}{D}$
film polycristallin
à basse temp.
$\frac{e}{d}$
0,05
0,04
0,03
0,02
1
film épitaxié ⊙
0,98
0,96
0,94
0,92
0,90
0,88
variation de
D entre 0 et 300 °K
0
2000
4000
Δ

Fig XXXVIII

VI.4.2. Influence d'un couplage magnétoélastique.

L'effet d'un terme magnétoélastique dans la densité Lagrangienne (I.1.7) peut se manifester sous deux formes différentes. D'une part, la présence de contraintes isotropes dans le plan du film, dues aux différences de dilatation thermique entre le substrat et le film, donnera naissance à une anisotropie perpendiculaire au plan du film. Cette anisotropie n'affecte pas le terme d'échange dans la relation de dispersion (I.4.4), mais modifie simplement le champ démagnétisant apparent.

Le second effet dû à la présence du terme magnétoélastique, se traduit par un entrainement de fréquence des ondes de spins dont le vecteur d'onde et la fréquence sont du même ordre de grandeur que ceux des phonons. Dans un matériau isotrope à structure cubique, Kittel |56| et Schlömann |57| ont étudié la théorie de cet effet, et la relation de dispersion des modes magnétoélastiques qu'ils obtiennent s'écrit sous la forme suivante :

$$H = \frac{\omega}{\gamma} - 4\pi M - \frac{2A}{M} k^2 + \frac{b^2}{\rho M c^2} \frac{k^2 c^2 (k^2 c^2 - \omega^2)}{(k^2 c^2 - \omega^2)^2 + (\frac{2\omega}{\tau})^2} \qquad \text{VI.4.1}$$

où c est la vitesse du son pour les vibrations transverses, ρ la masse spécifique, b la constante de couplage magnétoélastique et τ un temps de relaxation caractérisant l'amortissement des phonons. Dans le cas simple où les conditions aux limites à la surface du film sont du type $m^+ = 0$ pour l'aimantation transverse et $\frac{\partial u^+}{\partial z} = 0$ pour les vibrations transverses, on obtient la position des différentes résonances pour $k = \frac{n\pi}{d}$, n étant entier et d étant l'épaisseur du film.

Les conditions aux limites acoustiques et magnétiques réelles sont sans doute très différentes, mais nous ne cherchons ici qu'à évaluer l'ordre de grandeur des déplacements dus à ce phénomène et ce calcul grossier est donc suffisant dans notre cas.

Weber a pu étudier ce phénomène à 60 GHz dans des films de Permalloy de composition (70 Ni - 30 Fe) et (60 Ni - 40 Fe), où la magnétostriction n'est pas nulle |55| |58|. Malheureusement, dans notre cas, la fréquence de travail étant trop basse, cet effet se produit dans la zone des premiers modes où la séparation entre les modes est de l'ordre de grandeur de la largeur de raie et, en conséquence le phénomène n'est pas observable quantitativement. Nous avons donc dû utiliser, comme paramètres caractérisant l'interaction magnétoélastique, les valeurs expérimentales de Weber, soit :

$b = 7\ 10^7$ ergs/cm^3 $C = 3{,}1\ 10^5$ cm/s et $\tau = 10^{-10}$s.

Le vecteur d'onde pour lequel a lieu l'interaction vaut alors $k = \frac{\omega}{c} = 3{,}6\ 10^5$ cm^{-1} ce qui situe la zone de couplage à 345 Oe en dessous du mode uniforme. Dans notre cas le mode 3 se trouve à 360 Oe en dessous du mode uniforme, ce qui le situe exactement dans la zone prévue. L'entrainement en champ prévu devrait être de $\pm$ 22 Oe ce qui est du même ordre de grandeur que l'entrainement observé en fonction de la température pour ce même mode (voir Fig. XXXVII). Nous avons donc des raisons valables d'affirmer que la perturbation observée sur ce mode correspond bien à un couplage magnon-phonon.
Néanmoins, l'amplitude de l'effet observé reste surprenante, la constante magnétoélastique b devant être dans notre cas, dix fois plus faible à la température ambiante que dans le cas de la référence |55|, les constantes magnétoélastiques s'annulant au voisinage de notre composition |59|. Il se peut que le temps de relaxation soit nettement plus long dans les films épitaxiés que dans les films polycristallins, la valeur de 10^{-10}s. avancée par Weber n'étant pas considérée par lui comme caractéristique du matériau. Un temps de relaxation plus long et une augmentation rapide de b quand T diminue expliquerait l'entrainement de fréquence observé malgré une valeur de b très faible au départ, l'effet étant proportionnel au produit $b.\tau$.
Pour les modes situés en dehors de la zone de couplage proprement dite, on voit d'après VI.4.1. que la perturbation décroit assez lentement quand k augmente ; aussi peut-on se poser la question de l'influence des variations thermiques de la constante magnétoélastique b sur la constante d'échange apparente. A titre d'exemple un calcul montre qu'une variation de b de 0 à $7\ 10^7$ erg/cm^3, ne modifie la constante d'échange apparente que de $+3\ 10^{-4}$ ce qui reste négligeable vis à vis des erreurs expérimentales examinées plus haut.

VI.4.3. Discussion.

Nous avons vu (voir fig. XXXIII) que les résultats obtenus par Phillips sur des films de Fe correspondaient très bien au comportement de nos films polycristallins, à un facteur de normalisation près. La variation globale $\frac{D_o - D_{300}}{D_o}$ entre 0° et 300°K est de 10,8 % dans son cas, alors que dans le notre elle n'est que de 6,5 %, ce qui peut être raisonnablement attribué au fait que les matériaux sont dissemblables.

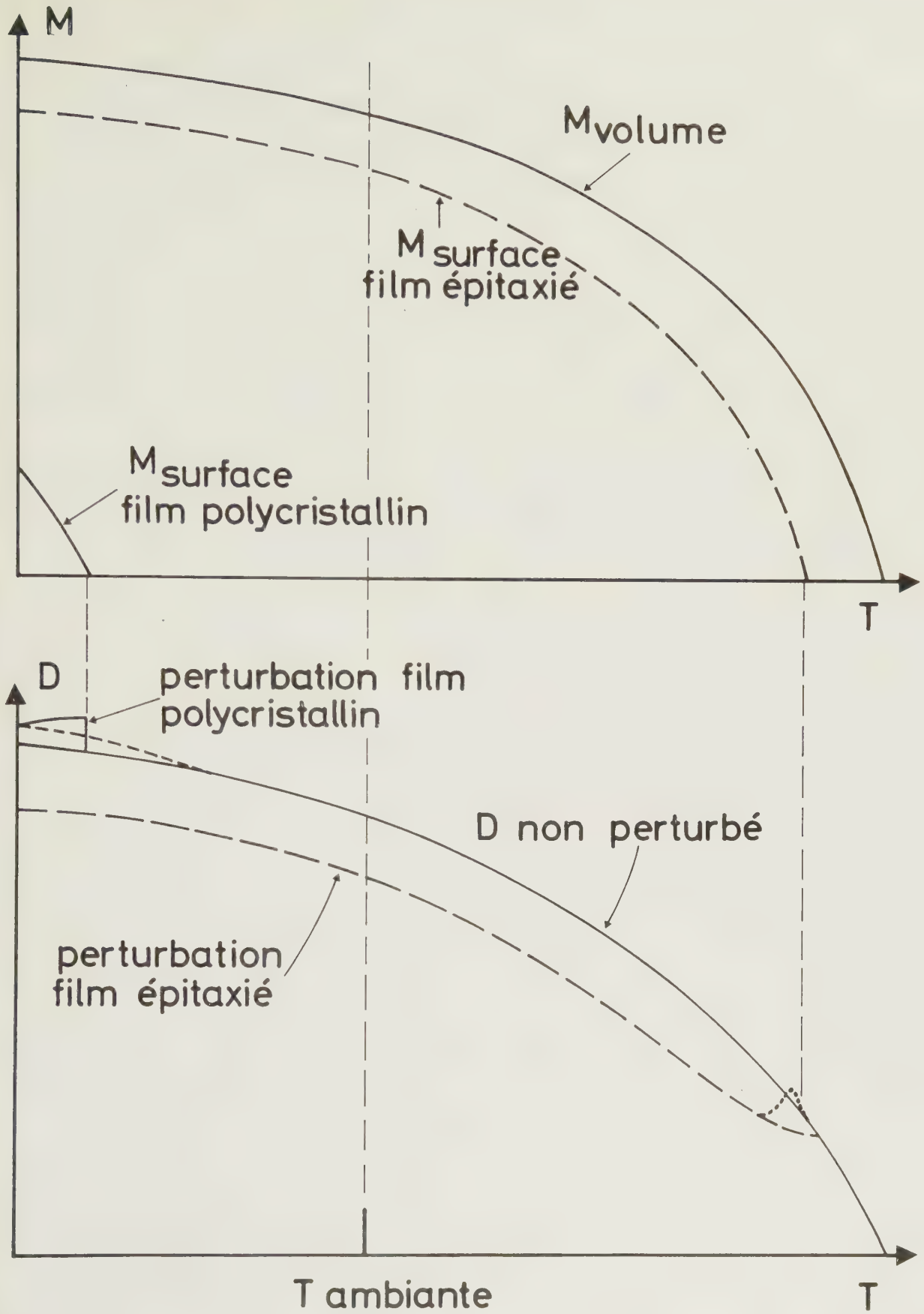

M
Mvolume
M surface
film épitaxié
M surface
film polycristallin
T
D
perturbation film
polycristallin
D non perturbé
perturbation
film épitaxié
T ambiante
T

Fig. XXXIX

Par contre nous avons obtenu des résultats fort différents de ceux de Weber sur le même matériau, tant du point de vue de l'amplitude des variations, que de la loi suivie par D(T).

En fait, Weber s'appuie sur deux types d'expériences pour démontrer la validité du modèle où l'interaction d'échange s'exerce au delà des premiers voisins.

D'une part il s'appuie sur le fait que la constante d'échange varie comme $T^{5/2}$ à basse température, mais il a aussi cherché à estimer l'importance du terme quartique dans la relation de dispersion (VI.1.2.). Pour celà, il a relevé le spectre d'ondes de spin de films de permalloy à 70 GHz de façon à observer des modes de longueur d'onde très courte ; le terme quartique devient alors non négligeable dans la relation de dispersion.

Dans le cas d'un matériau polycristallin où les cristallites sont orientés dans toutes les directions, la relation (VI.1.2.) devient :

$$\text{(VI.4.2.)} \qquad \hbar\omega = 2S\left| \frac{k^2}{6} \sum_r r^2 J(r) - \frac{1}{120} k^4 \sum_r r^4 J(r) \right| = \hbar(ak^2 - bk^4)$$

Weber trouve alors une portée ρ en bon accord avec ses propres mesures à basse température, soit $\rho^2_{BT} = 7{,}51\ 10^{-14}\ cm^2$

$$\rho^2_{dispersion} = 7{,}01\ 10^{-14}\ cm^2$$

Le terme quartique b a été mesuré récemment par diffraction de neutrons dans différents métaux de transitions |60| |61|. Pour l'alliage 50 % fer 50% nickel, on trouve un terme quartique b 20 fois inférieur à la valeur que trouve Weber pour le même alliage. Ce désaccord peut s'expliquer si on remarque que Weber a affecté les modes symétriques de ses films de nombres impairs, ce qui suppose une anisotropie de surface infinie. Or il n'apporte aucun élément pour justifier sa numérotation. Par contre tous nos résultats montrent que dans un film symétrique les modes d'ordre élevé doivent porter des numéros pairs, quelque soit le type de numérotation adoptée, l'effet des conditions aux limites physiquement plausibles s'atténuant avec l'ordre des modes. Si on diminue d'une unité les ordres adoptés par Weber, on s'aperçoit que la loi obtenue est parfaitement quadratique sauf pour les premiers modes et que le terme quartique a disparu.

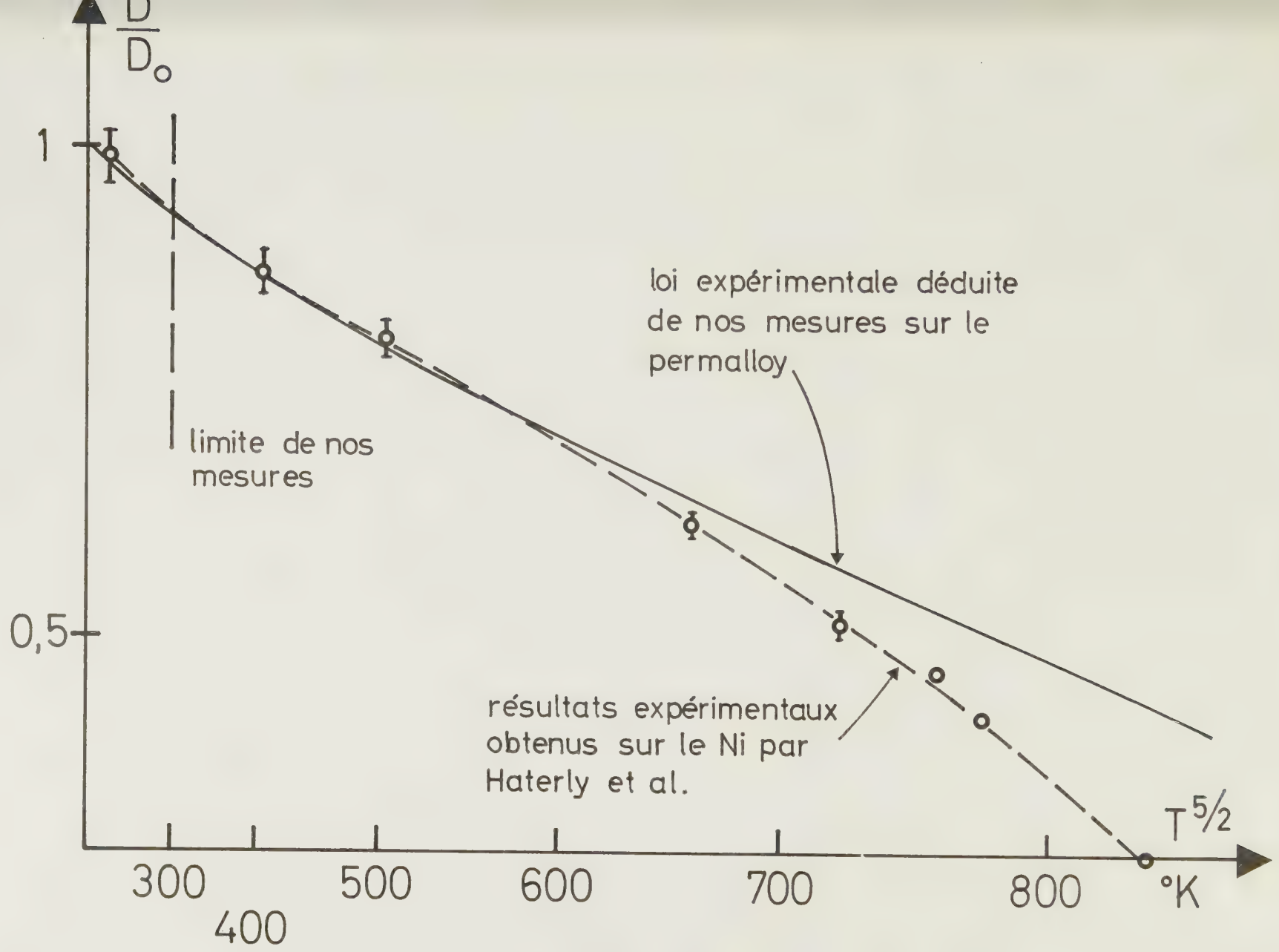

D/D₀
1
0,5
limite de nos mesures
loi expérimentale déduite de nos mesures sur le permalloy
résultats expérimentaux obtenus sur le Ni par Haterly et al.
T^5/2
300
400
500
600
700
800
°K

Fig. XXXX

Il nous semble donc que l'accord entre les deux séries d'expériences de Weber est seulement fortuit : il pourrait être expliqué par un décalage dans la numérotation des modes et par une analyse trop simplifiée des conditions aux limites.

D'autre part, nous avons déjà signalé les causes d'erreurs importantes qui peuvent intervenir dans la mesure de la variation thermique de D et dont Weber n'a pas estimé l'importance. On doit remarquer enfin que Weber observe une variation relative de l'aimantation nettement plus importante que dans le matériau massif ; il donne 7,3 % alors que Bozorth |62| signale une variation de 5,6% seulement et que dans le film polycristallin nous observons une variation de 5,2%.

Cette dernière remarque montre qu'on ne peut guère considérer les résultats de Weber comme caractéristiques du matériau. Malheureusement, nous manquons de renseignements sur les mesures elles-mêmes et sur la caractérisation de ses films pour pouvoir expliquer les différences entre ses résultats et les nôtres.

Enfin nous avons extrapolé la loi expérimentale (VI.3.1.) vers les températures élevées. La figure XXXX représente la comparaison entre cette extrapolation et les quelques points expérimentaux obtenus sur le nickel par Hatherly et al. On remarquera que la loi proposée fournit une assez bonne approximation de D(T) jusqu'à des valeurs relativement élevées de la température, bien qu'étant déterminée à partir d'une gamme de température relativement limitée.

CONCLUSION

La grande majorité des chercheurs qui ont abordé l'étude des films minces magnétiques a travaillé dans le but de réaliser des échantillons destinés à remplir le rôle de mémoire dans les calculatrices électroniques. De ce fait les paramètres de préparation étaient ajustés en fonction des propriétés intervenant directement dans la fonction de ces films comme mémoire, telles que anisotropie induite, champ coercitif, etc... Malheureusement ces propriétés spécifiques ne sont qu'indirectement reliées aux propriétés fondamentales du matériau et de façon encore bien mal connue.

Le fait d'avoir pu optimaliser les conditions de préparation des films à partir de leurs spectres d'ondes de spin nous a permis de mieux connaître l'image physique les représentant.

Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une variation lente du champ interne suivant la normale au film, qui ne dépasse pas quelques pourcents du champ démagnétisant pour un film évaporé sous un vide correct. Nous avons également pu mettre en évidence l'existence d'une couche superficielle devenant magnétique à basse température. Pour un film magnétique déposé sous un vide correct, l'aimantation de cette couche est certainement inférieure à quelques milliers d'oersteds et son épaisseur inférieure à une centaine d'angströms, sans toutefois pouvoir être considérée comme infiniment mince. Enfin l'anisotropie de surface, si toutefois elle existe, n'est pas suffisante pour représenter les perturbations des spectres d'ondes de spin.

Par ailleurs les études aux basses températures nous ont montré que la variation de la constante d'échange était proportionnelle à T^2, ce qui constitue un argument en faveur de l'hypothèse théorique suivant laquelle les électrons responsables du ferromagnétisme sont mobiles dans le cristal.

Le temps nous a malheureusement manqué pour pouvoir utiliser plus fructueusement les équipements de mesure mis au point au cours de ce travail. A titre d'exemple on peut suggérer deux domaines où leur utilisation serait très précieuse : l'étude des spectres d'ondes de spin au voisinage de la température de Curie et l'étude du couplage à une couche superficielle au voisinage de la température de Curie de celle-ci.

Il serait également très intéressant d'étudier les variations de D dans un matériau où les électrons ferromagnétiques seraient fortement localisés ; toutefois la préparation de tels échantillons se heurte à des problèmes non encore résolus.

D'autre part nous avons signalé au début de ce travail que des modes magnétostatiques avaient pu être observés dans des films conducteurs et que ce résultat semblait en contradiction avec les conclusions d'une théorie classique. Nous n'avons d'ailleurs pas observé les distorsions de raies auxquelles nous devions nous attendre en admettant que la conductibilité à haute fréquence est la même que la conductibilité à basse fréquence. Une mesure directe de la conductibilité en fonction de la fréquence dans de tels films minces semblerait également très intéressante.

ANNEXE 1

MODES DE PROPAGATION ELECTROMAGNETIQUES DANS UNE LAME METALLIQUE

En supposant que la propagation s'effectue parallèlement à Oy, ce qui impose que les projections des vecteurs d'ondes sur l'axe Oy soient toutes égales (Loi de Descartes), et en utilisant les notations de la figure III, les composantes du champ électromagnétique s'écrivent de la manière suivante :

MILIEU 1

$$h_x = \alpha \exp - j\,|qy + rz|$$
$$h_y = \beta \exp - j\,|qy + rz|$$
$$h_z = -\frac{q}{r}\,\beta \exp - j\,|qy + rz|$$

$$\vec{e} = -\frac{j}{k}\,\mathrm{rot}\,\vec{h}$$

avec la relation de dispersion de l'air : $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$

MILIEU II

Nous avons choisi une superposition de quatre ondes, se propageant symétriquement deux à deux par rapport à Oy. Deux ondes appartenant à la branche IV' et deux autres appartenant à la branche III. En effet ce sont les seules ondes existant dans la région qui nous intéresse, comprise entre $\omega = \omega H$ et $\omega = \Omega_H + 1$

$$h_x = \frac{M'\varepsilon k^2}{k_1^2 - \varepsilon\mu k^2}\left|ae^{-jr_1Z} + be^{jr_1Z}\right| + \frac{\mu'\varepsilon k^2}{k_2^2 - \varepsilon\mu k^2}\left|ce^{-jr_2Z} + de^{jr_2Z}\right|$$

$$h_y = a\,e^{-jr_1Z} + b\,e^{jr_1Z} + c\,e^{-jr_2Z} + d\,e^{jr_2Z}$$

$$h_z = \frac{qr_1}{q^2 - \varepsilon k^2}\left|ae^{-jr_1Z} - be^{jr_1Z}\right| + \frac{qr_2}{q^2 - \varepsilon k^2}\left|ce^{-jr_2Z} + de^{jr_2Z}\right|$$

$$\vec{e} = \frac{j}{k}\,\mathrm{rot}\,\vec{h}$$

La susceptibilité tensorielle dérivée de |1.3.1| étant :

$$4\pi\bar{\bar{\chi}} = \begin{vmatrix} \chi & j\mu' & 0 \\ -j\mu' & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \text{AVEC} \quad \chi = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2} \qquad \mu' = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}$$

et la relation de dispersion correspondante dérivée de |1.3.3| :

$$\Omega^2 = \left|\Omega_H + \frac{1}{1-n^2}\right| \left|\Omega_H + \frac{1 - q2/\varepsilon k^2}{1-n^2}\right| \qquad n^2 = \frac{k_1^2 Z}{\varepsilon k^2}$$

MILIEU I'

$$k_x = \alpha' \exp - j|qy - rz|$$

$$h_y = \beta' \exp - j|qy - rz| \qquad \vec{e} = -\frac{j}{k} \operatorname{rot} \vec{h}$$

$$h_z = \beta' \frac{q}{r} \exp - j|qy - rz|$$

Les conditions aux limites auxquelles doivent satisfaire ces composantes, pour $Z = \bar{+} d$ sont les conditions directement dérivées des équations de Maxwell : conservation de la composante normale de $\vec{B}$ et de la composante tangentielle de $\vec{E}$; d'autre part comme il n'y a pas de charges libres à la surface ni de densité de courant superficielle, les composantes normales de $\vec{D}$ et tangentielles de $\vec{H}$ sont également continues. En explicitant ces conditions de passage à l'aide des composantes du champ précédemment choisies et en éliminant les inconnues relatives aux milieux I et I', nous aurons un système linéaire dont l'équation séculaire se dédouble étant donné la grande symétrie du système et nous aurons deux équations, correspondant l'une aux modes antisymétriques et l'autre aux modes symétriques, soit :

$$\frac{(1 + j\alpha_1 \operatorname{tgr}_1 d)(1 - j\beta_2 \operatorname{tgr}_2 d)}{x_1} - \frac{(1 + j\alpha_2 \operatorname{tgr}_2 d)(1 - j\beta_1 \operatorname{tgr}_1 d)}{x_2} = 0 \qquad (1.4.1)$$

$$\frac{(j\operatorname{tgk} d + \alpha_1)(j\operatorname{tgr}_2 d - \beta_2)}{x_1} - \frac{(j\operatorname{tgr}_2 d + \alpha_2)(j\operatorname{tgr}_1 d - \beta_1)}{x_2} = 0 \qquad (1.4.2)$$

avec les notations suivantes :

$$\alpha_i = \frac{ri}{\varepsilon r} \qquad \beta_i = \frac{r\, ri}{q^2 - \varepsilon k^2} \qquad \chi_i = k_i^2 - \varepsilon\mu k^2$$

Jusqu'à présent nous n'avons pas précisé si le corps étudié était métallique, et l'on peut vérifier que si nous faisons l'approximation magnétostatique on retrouve bien les modes magnétostatiques d'une lame de ferrite polarisée perpendiculairement. En effet cette approximation revient à supposer $k = o$, $\varepsilon = 0$, l'équation de dispersion dans le ferrite nous donne alors :

$$k_1^2 = -q^2\,\chi \qquad\qquad k_2^2 = 0$$

et les équations (I.4.1) et (I.4.2) deviennent respectivement :

$$tgr_1 d = -\frac{q}{r_1} \qquad \text{et} \qquad tgr_1 d = \frac{r_1}{q}$$

qui sont bien les équations de dispersion des modes de propagation magnétostatiques dans une lame de ferrite

Dans le cas d'un métal les approximations possibles sont très différentes à cause de la forte permittivité. Si nous reprenons la relation de dispersion dans le milieu III, on remarque que la quantité $\frac{q^2}{\varepsilon k^2}$ vaut $\frac{dq^2\delta^2}{2}$ quand on remplace ε par sa valeur. Or nous recherchons des modes pouvant créer des interférences dans le plan de la lame, c'est à dire dont la longueur d'onde soit du même ordre de grandeur que les dimensions latérales usuelles des films, donc notablement supérieure à l'effet de peau. Nous avons donc remplacé les solutions de l'équation de dispersion par leur développement au premier ordre en $q^2\delta^2$ soit :

$$k_1^2 = -\frac{2j}{\delta^2}\left|1 + (1 - j\frac{q^2\delta^2}{4})\frac{1}{\Omega_H - \Omega}\right|$$

$$k_2^2 = -\frac{2j}{\delta^2}\left|1 + (1 - j\frac{q^2\delta^2}{4})\frac{1}{\Omega_H + \Omega}\right|$$

On remarquera que r_1 et r_2 sont complexes dans la zone $\Omega H + 1 > \Omega > \Omega H$ avec un argument voisin de $\frac{\pi}{4}$; en conséquence les tangentes complexes

correspondantes auront un module voisin de l'unité. En reportant ces résultats dans les équations (I.4.1) et (I.4.2) et en ne conservant que les termes principaux nous obtiendrons respectivement les équations de dispersion approximatives suivantes :

$$r^2 - \frac{2r}{\delta^2} \frac{1 + k^2 r_1 r_2 \delta^4 \mathrm{tgr}_1 d \mathrm{tgr}_2 d}{r_1 \mathrm{tgr}_1 d + r_2 \mathrm{tgr}_2 d} + k^2 = 0 \qquad \text{(I.4.3)}$$

$$r^2 + \frac{2r}{\delta^2} \frac{\mathrm{tgr}_1 d \mathrm{tgr}_2 d + k^2 r_1 r_2 \delta^4}{r_1 \mathrm{tgr}_2 d + r_2 \mathrm{rgr}_1 d} + k^2 = 0 \qquad \text{(I.4.4)}$$

BIBLIOGRAPHIE

|1| M. Sparks, B.R. Tittmann, J.E. Mee and C. Newkirk.
J. Appl. Phys., 40, p. 1518 (1969).

|2| T.G. Phillips et al.
Le Journal de Physique, 32, suppl.t C1, p. 1172 (1970)

|3| C. Kittel.
Phys. Rev., 110, p. 1295 (1958).

|4| V.V. Gann.
Soviet Phys., Solid State, 8, p. 2537 (1967).

|5| M. Sparks.
Phys. Rev. B, 1, p. 3831 (1970).

|6| T. Wolfram et R.E. De Wames.
Phys. Rev. B, 4, p. 3125 (1971).

|7| L. Courtois et al.
I.E.E.E. Trans. on Magnetics, Intermag Conference, p. 767 (1971).

|8| G.T. Rado, J.R. Weertmann.
J. Phys. Chem. Solids, 11, p. 315 (1959).

|9| P. Pincus.
Phys. Rev., 118, p. 658 (1960).

|10| R.F. Soohoo.
Phys. Rev., 120, p. 1978 (1960).

|11| R.F. Soohoo.
Phys. Rev., 131, p. 594 (1963).

|12| A.M. Portis.
Appl.Phys. Letters, 2, p. 69 (1963).

|13| J.T. Davies.
J. Appl. Phys., 35, p. 804 (1964).

|14| E. Hirota.
J. Phys. Soc. Japan, 19, p. 1 (1964).

|15| L. Néel.
Le Journal de Physique et le Radium, 15, p. 225 (1954).

|16| R.M. Bozorth.
Ferromagnetism, D. Van Nostrand, p. 109 (1951).

|17| J.C. Anderson.
The use of thin films in physical investigations, Academic Press, London, p. 268 (1966).

|18| P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, T.D. Rossing.
Phys. Rev. Letters, 9, p. 206 (1962).

|19| A. Stankoff.
Proc. ICM Films, Irkutsk, p. 422 (1968).

|20| H. Pascard, Thèse, Paris, (1965).

|21| M.C. Paul, M.M. Hanson.
J. Appl. Phys., 37, p. 3743 (1966).

|22| B. Waksmann.
Thèse, Grenoble, (1968).

|23| G. Zinsmeister.
Vakuum Tech., 8, p. 233 (1964).

|24| G.R. Zellars, S.L. Payne, J.P. Morris, R.L. Kipp.
Trans. of Met. Soc. of AIME, 215, p. 181 (1959).

|25| R. J. Prosen, J.O. Holmen, B.E. Gran, T.J. Cebulla.
J. Appl. Phys., 33, p. 1150 (1962).

|26| R.C. Oldfield.
J. Phys. D. Appl. Phys. 1970, Vol. 3 p. 1495.

|27| H.M. Wiedenmann et H. Hoffmann.
Z. für Angew. Phys., 18, p. 502 (1964).

|28| W.F. Chambers.
Duke University U.S.A. Ener. com. contr. n° AT-2430.

|29| R.J. Heritage, A.S.Young, I.B. Bott.
Brit. J. Appl. Phys., 14, p. 439 (1963).

|30| K.L. Chopra.
Thin film phenomena, Mc Graw Hill, p. 182 (1969).

|31| J.D. Blades.
Int. Conf. on Magnetism, Nottingham, p. 310 (1964).

|32| C.F. KOOI et Al.
J. Appl. Phys. 35, p. 3302 (1964).

|33| M. Nisenoff, R.W. Terhune.
J. Appl. Phys., 36, p. 732 (1965).

|34| P. Wolf.
Proc. of Int. Symposium on Thin Films, Göttingen, p. 382 (1965).

|35| R. Weber.
J. Phys. Chem. Solids, 24, p. 1357 (1963).

|36| E. Schlömann.
Raytheon Res. D.V. USAF contract AF 33 (615) - 1423.

|37| F. Hoffmann, A. Stankoff, H. Pascard.
J. Appl. Phys., 41, p. 1022 (1970).

|38| M. Hatherly et al.
Proc. Phys. Soc., 84, p. 55 (1964).

|39| M.M.P. Janssen.
J. Appl.Phys., 41, p. 399 (1970).

|40| F. HOFFMANN, Thèse, Université Orsay 1971.

|41| W. Marshall.
VIII Int. Conf. on Low Temp. Phys., p. 215 (1962).

|42| R. Weber et P.E. Tannenwald.
J. Appl. Phys., 37, p. 1058 (1966).

[43] T.G. Phillips et H.M. Rosenberg.
Proc. Int. Conf. on Magnetism, Nottingham, p. 306 (1964).

[44] T.G. Phillips.
Proc. Royal Society A, 292, p. 224 (1966).

[45] F.J. Dyson.
Phys. Rev., 102, p. 1217 (1956).

[46] T. Oguchi.
Phys. Rev., 117, p. 117 (1960).

[47] T. Izuyama et R. Kubo.
J. Appl. Phys., 35, p. 1075 (1964).

[48] B.E. Argyle et S.H. Charap.
J. Appl. Phys., 35, p. 802 (1964).

[49] V.E. Rode, R. Gerrmann, N.V. Mikhaïlova.

[50] F.B. Hagedorn.
J. Appl. Phys., 38, p. 1362 (1967).

[51] F.B. Hagedorn.
J. Appl. Phys., 38, p. 3641 (1967).

[52] E.N. Mitchell, C.V. Briscoe.
J. Appl. Phys., 37, p. 1489, (1966).

[53] S.B. Bailey, T.N. Peterlin, R.T. Richard, E.N. Mitchell.
J. Appl. Phys., 41, p. 194, (1970).

[54] E.N. Mitchell.
Czech. J. Phys., B21, p. 384 (1971).

[55] R. Weber.
Phys. Rev., 169, p. 451 (1968).

[56] C. Kittel.
Phys. Rev., 110, p. 836 (1958).

[57] E. Schlömann.
J. Appl. Phys., 31, p. 1647 (1960).

[58] R. Weber.
Proc. of the I.E.E.E., 54, p. 333, (1966).

[59] L.W. Brownlow, C.H. Wilts.
I.E.E.E. Trans. Mag., Intermag Conf., p. 718 (1971).

[60] G. Shirane, V.J. Minkiewicz, R. Nathans.
J. Appl. Phys., 39, p. 383 (1968).

[61] F. Menzinger et al.
J. Appl. Phys., 39, p. 455 (1968).

[62] P.E. Tannenwald et M.H. Seavey.
Phys. Rev. Letters 1, 106, 1958.